

Technische Universität Dresden

**Gefilterte Rayleigh-Streuung zur simultanen
Bestimmung von Druck-, Temperatur- und
Geschwindigkeitsfeldern in Gasströmungen**

Dipl.-Ing. Ulrich Doll

von der Fakultät Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität
Dresden

zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktoringenieurs

(Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Dirk Plettemeier

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. habil. Jürgen Czarske

Tag der Einreichung: 07.04.2016

Prof. Dr.-Ing. Ingo Röhle

Tag der Verteidigung: 12.08.2016

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand in der Abteilung Triebwerksmesstechnik des Instituts für Antriebstechnik am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt e. V. (DLR).

Mein aufrichtiger und herzlicher Dank gilt meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Jürgen Czarske für das Vertrauen, welches er mir durch die Annahme als Doktorand entgegengebracht sowie für die konstruktiven und hilfreichen Anregungen, die ganz wesentlich zur Qualität der Arbeit beitrugen. Herzlich bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Ingo Röhle für das stete Interesse an meiner wissenschaftlichen Laufbahn und die bereitwillige Übernahme des Koreferats.

Meinem Abteilungsleiter Herrn Dr. Christian Willert danke ich für die Unterstützung und Förderung meines Promotionsvorhabens. Mein besonderer Dank gilt meinem Kollegen Herrn Dr. rer. nat. Guido Stockhausen, der mich fachlich und menschlich durch die Höhen und Tiefen meiner Forschungstätigkeit begleitete und mir half, in stets engagierten und anregenden Diskussionen den Rahmen meiner Dissertation zu finden und mit Inhalten zu füllen. Bei Herrn Dipl.-Ing. Manfred Beversdorff bedanke ich mich für den Entwurf und die Umsetzung des FRS-Kamerasystems und großer Teile des optomechanischen Aufbaus. Mein Dank gilt auch Herrn Dipl.-Ing. Eike Burow für die Unterstützung während der Experimente an Wirbelrohr und Freistrahle. Bei allen Mitarbeitern der Abteilung Triebwerksmesstechnik bedanke ich mich für das offene und anregende Arbeitsumfeld.

Die in Kapitel 6 gezeigten Messungen wurden an den Brennkammerprüfständen der Abteilung Brennkammer des Instituts für Antriebstechnik durchgeführt. Für ihre Unterstützung möchte ich Herrn Dr.-Ing. Christoph Hassa, Herrn Dr.-Ing. Thomas Behrendt und Herrn Dr. rer. nat. Ulrich Meier danken. Des Weiteren bedanke ich mich für die Freigabe der in Kapitel 6.2 gezeigten Messergebnisse bei Rolls-Royce Deutschland. Auch für die Finanzierung dieser Messungen durch das EU-FP7 Forschungsprojekt LEMCOTEC (FP7-283216) sei ausdrücklich gedankt.

Ein besonderer Dank gilt zudem all jenen, die mich während der Erstellung dieser Arbeit privat begleiteten. Besonders bedanken möchte ich mich bei meinen Eltern für ihren unermüdlichen Beistand.

Von ganzem Herzen danke ich schließlich meiner Lebensgefährtin Anna Lageder, die mir stets geduldig und liebevoll zur Seite stand und mir gemeinsam mit meinen Töchtern Paula und Clara half, die wichtigen Dinge im Blick zu behalten.

Kurzfassung

Der Charakterisierung von Gasströmungen kommt sowohl in der Luftfahrt als auch in der Energie- und Verfahrenstechnik große Bedeutung zu. Laseroptische Messtechniken ermöglichen zeitlich und räumlich hochaufgelöste Messungen von Strömungen unter minimaler Beeinflussung des untersuchten Phänomens. Ziel dieser Arbeit ist es, ein auf spektral gefilterter Rayleigh-Streuung (FRS) basierendes Messsystem bereitzustellen, welches die gleichzeitige Messung zeitlich gemittelter Druck-, Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder in Gasströmungen unter den anspruchsvollen Bedingungen moderner Gasturbinenprüfstände ermöglicht.

Das FRS-Verfahren nutzt die Absorptionseigenschaften atomarer bzw. molekularer Gase, um Laserstreulicht von Oberflächen oder großen Partikeln aus dem Messsignal zu filtern. Dabei greifen bisherige Realisierungen des Verfahrens auf gepulste Laserlichtquellen zurück. Ungeachtet bestehenden Diskussionsbedarfs bezüglich deren genereller Eignung für den Einsatz in Prüfstandsumgebungen bedingen spektrale Verbreiterungsmechanismen bei einer Vielzahl dieser Systeme eine unzureichende Störlichtunterdrückung. Hingegen zeichnet sich der hier zum Einsatz gebrachte Dauerstrich-Festkörperlaser durch seine hohe spektrale Güte sowie eine robuste und kompakte Bauweise aus.

Die hier verfolgte Umsetzung des FRS-Verfahrens basiert auf der sogenannten Frequenzscan-Methode (FSM-FRS). Die Methode ermöglicht die gleichzeitige Messung zeitlich gemittelter Druck-, Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder. Um umweltbedingten Einflüssen auf den Messaufbau zu begegnen, wird das aus der Literatur bekannte mathematische Modell um eine Normierungsprozedur erweitert. Dies ermöglicht Messungen ohne die vorherige Bestimmung von Kalibrierungsparametern aus einem Referenzdatensatz. Anhand eines Freistrahlexperiments werden statistische und systematische Beiträge zum Messunsicherheitsbudget des Verfahrens diskutiert. Zur Behandlung systematischer Unsicherheitsquellen wird neben eines Korrekturverfahrens für laserabhängiges Untergrundlicht ein analytisches Modell zur Modellierung der spektralen Verteilung der Rayleigh-Streuung formuliert, kalibriert und zum Einsatz gebracht.

Die Vielseitigkeit des entwickelten FSM-FRS-Verfahrens wird mit einer Reihe von Anwendungsbeispielen in Luftströmungen sowie in Verbrennungsumgebungen belegt. Im Hinblick auf das Potential des Verfahrens für den Einsatz unter maschinennahen Testbedingungen wird eine vollständig sondenbasierte Implementierung des Messsystems realisiert und an einem Hochdruck-Verbrennungsprüfstand zur Anwendung gebracht.

Abstract

The characterization of gas flows is of great importance both in aerospace as well as power engineering. Laser-optical methods are capable of spatially and temporally resolved measurements with minimal influence on the investigated phenomenon. The aim of this work is to provide a measuring system based on spectrally filtered Rayleigh scattering (FRS), which allows for a simultaneous determination of time-averaged pressure, temperature and velocity fields under the challenging conditions of modern gas turbine test benches.

The FRS technique utilizes the absorption bands of atomic or molecular gases to filter laser stray light from surfaces or large particles from the measured signal. Previous implementations of the technique are based on pulsed laser light sources. Despite their general usability under test rig conditions has to be discussed, many of these systems suffer from spectral broadening mechanisms which lead to an insufficient suppression of laser stray light. In contrast, the employed solid-state continuous-wave laser of this contribution benefits from its high spectral quality as well as robust and compact design.

The implementation of FRS pursued here is based on the so called frequency scanning method. The method allows the simultaneous measurement of time-averaged pressure, temperature and velocity fields. In order to address environmental influences on the measurement setup, the mathematical model known from the literature is extended by a normalization procedure. This allows measurements without the prior determination of calibration parameters from a reference dataset. Statistical and systematic contributions to the uncertainty budget are discussed on the basis of a jet experiment. For the treatment of systematic uncertainty sources, next to a correction method for laser-dependent background light, an analytical model function to model the Rayleigh scattering's spectral distribution is formulated, calibrated and put into use.

The versatility of the FSM-FRS method developed is subject to a number of application examples in airflows as well as in combustion environments. With regard to the method's potential for usage under machine-oriented test conditions, a completely probe-based implementation of the measurement system is realized and brought into use on a high-pressure combustion test rig.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	iv
Tabellenverzeichnis	xii
Glossar	xiii
1 Einleitung	1
1.1 Einführung zum Thema	1
1.2 Stand der Technik	3
1.2.1 Alternative Messverfahren	3
1.2.2 Gefilterte Rayleigh-Streuung	6
1.3 Motivation und Umsetzungsstrategie	8
2 Theoretische Grundlagen und Auswertemethodik	11
2.1 Allgemeines zur Rayleigh-Streuung	11
2.2 Modellierung des Rayleigh-Streuspektrums	15
2.2.1 Allgemeine Betrachtungen	16
2.2.2 Modellierung des Rayleigh-Streuspektrums nach Tenti	18
2.2.3 Analytische Modelle	20
2.3 Wirkprinzip der gefilterten Rayleigh-Streuung	23
2.3.1 Motivation	23
2.3.2 Molekulare Filterung	25
2.3.3 Mathematische Formulierung	28
2.4 Auswertemethodik	30
2.4.1 Einflussgrößen und Abhängigkeiten	30
2.4.2 Quotientenmethode	36
2.4.3 Frequenzscan-Methode	39
2.4.4 Kombination der Methoden	43
2.4.5 Auswerteprozedur und Sensitivitätsanalyse	44

2.5	Zusammenfassung	51
3	Messsystem	54
3.1	Prinzipieller Aufbau	54
3.2	Komponenten	55
3.2.1	Laser	55
3.2.2	Frequenzstabilisierung	56
3.2.3	Leistungsmessung	58
3.2.4	Detektoraufbau	60
3.2.5	Jodzellen	62
3.2.6	Bandpassfilter	65
3.3	Versuchssteuerung, Datenerfassung und Auswertung	66
3.4	Zusammenfassung	70
4	Analyse des Messunsicherheitsbudgets	72
4.1	Beiträge zur statistischen Unsicherheit	72
4.2	Beiträge zur systematischen Unsicherheit	75
4.2.1	Lochkameramodell	78
4.2.2	Laserabhängiger Untergrund des Detektoraufbaus	81
4.2.3	Spektrale Modellierung der Rayleigh-Streuung	84
4.3	Zusammenfassung	93
5	Messanwendungen in Luft	96
5.1	Ranque-Hilsch-Wirbelrohr	96
5.1.1	Versuchsaufbau und Betriebsbedingungen	100
5.1.2	Kennlinien und Frequenzanalyse	102
5.1.3	FSM-FRS-Messungen	106
5.2	Endoskopisches FSM-FRS in Rohrströmungen	112
5.2.1	Prüfstand und Versuchsaufbau	113
5.2.2	Auswerteprozedur und Ergebnisse	114
5.2.3	Diskussion	120
5.3	Zusammenfassung	121
6	Messanwendungen in Verbrennungsumgebungen	123
6.1	Charakterisierung der Wandkühlung in einer Hochdruckbrennkammer . .	123
6.1.1	Prüfstand und Versuchsdurchführung	125
6.1.2	Auswertemethodik und Ergebnisse	127

6.1.3	Diskussion	129
6.2	Charakterisierung des Austritts einer Hochdruckbrennkammer	131
6.2.1	Prüfstand und Versuchsaufbau	133
6.2.2	Auswertemethodik und Ergebnisse	136
6.2.3	Diskussion	145
6.3	Zusammenfassung	147
7	Zusammenfassung und Ausblick	149
	Literaturverzeichnis	153
	Publikationen	169
	Zeitschriftenbeiträge	169
	Konferenzbeiträge	170
	Patente	171
	Lebenslauf	172

Abbildungsverzeichnis

2.1	Molekülstreuung in Luft: In (a) sind die Rotationsraman-Banden von N_2 , in (b) die Rotationsraman-Banden von O_2 im Vergleich zur Cabannes-Linie zu sehen.	12
2.2	Streugeometrie: Eine entlang des Vektors \vec{k}_0 einfallende Lichtwelle mit elektrischer Feldrichtung \vec{E}_0 wird an einem Teilchen in Richtung \vec{n} gestreut.	13
2.3	Geometrie des optischen Dopplereffekts: Das Laserlicht breitet sich entlang des Vektors \vec{l} aus und wird an einem mit der Geschwindigkeit \vec{v} bewegten Partikel in Richtung \vec{o} unter dem Winkel Θ gestreut. Die resultierende Frequenzverschiebung ist proportional zu $ \vec{v}_{o-l} $	16
2.4	Linienprofile der Rayleigh-Streuung für das Knudsen ($Y = 0,08$), das kinetische ($Y = 0,8$) und das hydrodynamische Regime ($Y = 8$).	19
2.5	Oben: Vergleich von mittels des S6-Modells berechneter Rayleigh-Streulichtspektren in Luft für eine Variation von p und T bei gleichbleibendem Y ($Y = 0,79$ (a), $Y = 7,9$ (b)). Unten: Auf den Maximalwert des blauen Spektrums bezogene Abweichung der Spektren.	22
2.6	Ein Lichtschnitt trifft frontal auf ein Alublech. Zu sehen sind der starke Primärreflex, Mie-Streuung innerhalb des Lichtschnitts an Staubpartikeln und der diffus beleuchtete Hintergrund.	24
2.7	Die Kamera befindet sich in der Ebene senkrecht zum Lichtschnitt und betrachtet den Bildbereich durch einen Bandpassfilter und den Absorptionsfilter (a) bei maximaler Transmission und einer Belichtungszeit von 30 ms bzw. (b) bei minimaler Transmission und einer Belichtungszeit von 240 s.	25
2.8	(a) Gemessene (schwarz) und simulierte (rot) Transmissionskurve einer Filterzelle mit 50 mm Länge: Die Temperatur der Zelle beträgt 70°C , was einem Dampfdruck von 580 Pa entspricht. (b) Logarithmisch aufgetragene Transmissionskurve: Die Transmissionswerte der Minima wurden durch simulierte Werte ersetzt.	26

2.9	FRS-Wirkprinzip: Das schmalbandige, von großen Partikeln (Mie) oder Oberflächen (geometrisch) gestreute Licht wird absorbiert, während Anteile des Rayleigh-Streulichts den Absorptionsfilter an den Flanken passieren.	27
2.10	An bewegten Partikeln gestreutes Laserlicht (Mie- und Rayleigh-Streuung) ist um den Betrag $\Delta\nu$ in der Frequenz Doppler-verschoben.	29
2.11	Vergleich der Rayleigh-Streulichtspektren ($p = 1$ bar, $T = 300$ K) bei Variation des Streuwinkels Θ	32
2.12	Einfluss der thermodynamischen Zustandsgrößen Druck (a) und Temperatur (b) auf die spektrale Form der Rayleigh-Streuung	33
2.13	Simulation der normierten FRS-Intensität bei Variation der Strömungsparameter für Wellenzahlen links des Minimums (blau), im Minimum (rot) und rechts des Minimums (schwarz) der Jodlinie. Die Wellenzahlpositionen sind durch Pfeile gekennzeichnet (a). Variation von: (b) T bei $p = 1$ bar, $\Delta\nu = 0$ cm ⁻¹ ; (c) p bei $T = 300$ K, $\Delta\nu = 0$ cm ⁻¹ ; (d) $\Delta\nu$ bei $p = 1$ bar, $T = 300$ K.	35
2.14	Prinzipieller Aufbau eines FRS Experiments: Ein Laser wird zu einem Lichtschnitt aufgeweitet und beleuchtet das Strömungsfeld. Am Detektor wird das durch die Jodzelle gefilterte Licht registriert.	37
2.15	Frequenzscan-Methode: Die Frequenz des Lasers wird n -Mal entlang des Transmissionsprofils des molekularen Filters verstimmt.	39
2.16	Simulation von FSM-FRS-Intensitätsspektren bei Variation des Drucks (a), der Temperatur (b) und der Dopplerverschiebung (c)	41
2.17	Transmissionsprofil des molekularen Filters mit $T_{sat} = 70$ °C in logarithmischer Skalierung. Die Verwendete Doppellinie ermöglicht Messungen an den beiden benachbarten Scheiteln. Um Mie- und geometrische Streuung zu unterdrücken, werden die Scanbereiche (blau) auf Transmissionen $< 10^{-5}$ beschränkt.	46
2.18	Relative Standardabweichung für den $pT\Delta\nu$ -Fit über der Variation der Schrittweite für Druck (blau), Temperatur (rot) und Dopplerverschiebung (schwarz) bei Auswertung mittels der Frequenzscan-Methode (a), bei Auswertung mittels der kombinierten Methode (b).	47

2.19	Relative Standardabweichung für den $pT\Delta\nu$ -Fit über der Variation des Originalparametersatzes für Druck (blau), Temperatur (rot) und Dopplerverschiebung (schwarz) bei Auswertung mittels der Frequenzscan-Methode (a), bei Auswertung mittels der kombinierten Methode (b).	48
2.20	Vergleich der relativen Standardabweichungen der Strömungsgrößen p (blau), T (rot) und $\Delta\nu$ (schwarz) bei Variation des Drucks (a), der Temperatur (b) und der Dopplerverschiebung (c) aus Frequenzscan- (\square) und kombinierter Methode (∇).	49
3.1	Prinzipieller Aufbau eines FSM-FRS-Systems	54
3.2	Prinzipieller Aufbau der Frequenzstabilisierung.	57
3.3	Zeitschriebe der Frequenz ohne Frequenzstabilisierung (a) und mit Frequenzstabilisierung (b).	57
3.4	Aufbau des Tests der Leistungsnormierung.	59
3.5	Kameraintensitäten für den Aufbau ohne (a) und mit Lichtleitfaser (b). Die aufgezeichneten Kameraintensitäten sind in schwarz, die mit dem Diodesignal normierten in rot dargestellt.	60
3.6	FRS-Kamerasystem	61
3.7	Beim Durchgang durch das Kamerasystem erzeugt reflektiertes Licht ein System Newtonscher Ringe (a). Durch die vollständige Fokussierung des Objektivs in Retrostellung werden diese nahezu komplett beseitigt (b). Profile mit parallelem (schwarz) und divergentem Strahlengang (rot). . .	62
3.8	Jodzelle	63
3.9	Aufbau der Transmissionsmessung	63
3.10	Gemessene Transmissionsspektren ohne Grundabsorption für $T_{sat} = 60\text{ °C}$ (blau), $T_{sat} = 70\text{ °C}$ (schwarz) und $T_{sat} = 80\text{ °C}$ (rot) in linearer (a) und logarithmischer Skalierung (b) Transmissionen $< 10^{-3}$ wurden durch simulierte Werte ersetzt.	64
3.11	Spektrum des Bandpassfilters (rot) mit Rayleighprofil (grün) und Rotationsramanstreuung (schwarz) in Luft.	66
3.12	Flussdiagramm der Versuchssteuerung/Datenerfassung (links) und der Datenauswertung (rechts).	67
3.13	Die Frequenz wird entsprechend der Mittelungszeit t stabilisiert und anschließend um die Schrittweite Δ erhöht (a). Die Regelspannung folgt der Frequenz (b). Beim Erreichen einer oberen Grenze schaltet die Rampe aus und die Regelspannung wird auf den Ausgangswert zurückgefahren. . . .	69

4.1	Messkonfigurationen des Freistrahlexperiments für die Einstrahlrichtung des Lasers in (a) x -Richtung, (b) y -Richtung.	76
4.2	(a) In Abhängigkeit von r_{ep} und ϕ werden diskrete Punkte (x) über die Eintrittspupille verteilt. (b) Normierte Intensitätsspektren der einzelnen Positionen auf der Eintrittspupille für $a/(2r_{ep}) = 10$. Diese werden zu einem gemittelten Spektrum zusammengefasst (dicke rote Linie).	79
4.3	Relative Abweichung der Mittelwerte des $pT\Delta\nu$ -Fit von p_0 , T_{pot} und $\overline{\Delta\nu}_{pot,ij}$ für Frequenzscan- (a) und kombinierte Methode (b) über dem Verhältnis von Arbeitsabstand zu Durchmesser der Eintrittspupille $a/(2r_{ep})$	80
4.4	Messaufbau des Komplementär-Streifenverfahrens.	82
4.5	(a) Strömungsgeschwindigkeit, Oben: berechnet (blau), ausgewertet mit konstantem C_t (schwarz), korrigiert mit Komplementär-Streifenverfahren (rot). Unten: Differenz (Messabweichung) zwischen Berechnung und konstantem C_t (schwarz)/Komplementär-Streifenverfahren (rot). (b) Temperatur, Oben: berechnet (blau), ausgewertet mit konstantem C_t (schwarz), korrigiert dem Komplementär-Streifenverfahren (rot). Unten: Differenz (Messabweichung) zwischen Berechnung und konstantem C_t (schwarz)/Komplementär-Streifenverfahren (rot).	83
4.6	Analytische Modellierung des S6-Modells für $Y = 2,4$: (a) s_1 (blau), s_2 (rot) und s_3 (grün) addieren sich zu s_{Mod} (schwarz). (b) s_{fl} (rot) schließt für $X < -2,09$ und $X > 2,09$ an s_{Mod} (schwarz) an.	87
4.7	(a) Oben: Vergleich von Rayleigh-Streulichtspektren, berechnet mit dem S6-Modell (*) und dem analytischen Modell (-) für $Y = 0,4$ (blau), $Y = 0,8$ (schwarz) und $Y = 2,4$ (rot). Unten: Auf den jeweiligen Maximalwert des S6-Modells bezogenes Residuum. (b) Oben: Vergleich der normierten Intensitäten, berechnet mit dem S6-Modell (*) und dem analytischen Modell (-) für $Y = 0,4$ (blau), $Y = 0,8$ (schwarz) und $Y = 2,4$ (rot). Unten: Relative Abweichung zwischen analytischem und S6-Modell.	88
4.8	Relative Abweichungen zwischen gemessenen Intensitäten S_{Mess} und mit dem S6-Modell berechneten S_{S6} (a) bzw. mit dem kalibrierten analytischen Modell berechneten S_{Mod} (b).	89

4.9	(a, c) Oben: Spektrale Profile des Tenti S6-Modells (blau) und des kalibrierten analytischen Modells (rot) für $Y = 0,71$ bzw. $Y = 0,82$. Unten: Auf den Maximalwert des S6-Modells bezogenes Residuum. (b, d) Oben: Vergleich der gemessenen normierten Intensitätsspektren (*) mit mittels des Tenti S6-Modells (blau) und des kalibrierten analytischen Modells berechneten spektralen Profilen für $Y = 0,71$ bzw. $Y = 0,82$. Unten: Residuen zwischen gemessenen und berechneten normierten Intensitäten für das Tenti S6- (blau) und für das kalibrierte analytische Modell (rot) . . .	91
4.10	(a) Strömungsgeschwindigkeit, Oben: Berechnet (blau) und ausgewertet mittels Tenti S6 (schwarz), kalibriertem analytischen Modell (rot). Unten: Differenz (Messabweichung) zwischen Berechnung und Tenti S6 (schwarz)/kalibriertem analytischen Modell (rot). (b) Temperatur, Berechnet (blau) und ausgewertet mittels Tenti S6 (schwarz), kalibriertem analytischen Modell (rot). Unten: Differenz (Messabweichung) zwischen Berechnung und Tenti S6 (schwarz)/kalibriertem analytischen Modell (rot).	92
5.1	(a) Druckluft tritt tangential durch vier Düsen in die Wirbelkammer ein. Der geheizte Luftstrom verlässt den Zylinder durch die drei Kanäle auf der linken Seite (Heißauslass), abgekühlte Luft strömt durch eine Blende auf der rechten Seite (Kaltauslass). (b) CFD-Simulation der Machzahl in der Einblaseebene.	97
5.2	Sichtbarmachung am Heißauslass mittels Streupartikeln	100
5.3	(a) Prinzipieller Aufbau der FSM-FRS Messungen (b) Zeitschrieb der Thermoelementmessungen am Eintritt (T_0), am Heißauslass (T_h) und am Kaltauslass (T_c).	101
5.4	Rohdatenbild eines Frequenzscans (a) unter Referenzbedingungen, (b) unter Betriebsbedingungen.	102
5.5	Temperaturkennlinie für die Variation des Kaltluftstroms.	103
5.6	Messpositionen der instationären Wanddrucksonde.	104
5.7	Wanddruck für die Variation des Kaltluftstroms bei unterschiedlichen axialen Positionen x/L	104
5.8	Frequenzspektren des Wanddrucks für $\epsilon = 0,2$ (a), $0,3$ (b) und $0,6$ (c) für $x/L = 0,05$ (blau), $0,1$ (rot), $0,2$ (schwarz) und $0,4$ (magenta)	105
5.9	Verteilung des relativen Residuums der 14 Messebenen.	107
5.10	Vergleich von L2F (schwarz) und FSM-FRS (rot) v_x (a) und v_z Geschwindigkeitsprofilen bei $x/L = 0,02$	108

5.11	Verteilungen der Temperatur (a), axialen (b) und Umfangsgeschwindigkeit (c), zusammengesetzt aus 14 Messpositionen.	110
5.12	Profile von v_x (blau), v_z (schwarz) und T (rot) bei $y/R = 0,01$ (a) und $y/R = 0.9$ (b).	111
5.13	(a) Saugrohr mit Glockeneinlauf (b) Prinzipieller Versuchsaufbau	113
5.14	Transmissionsprofil der $T_{sat} = 60$ °C-Zelle in logarithmischer Skalierung mit den Scanbereichen der Referenzmessung (blau) und der Messung unter Betriebsbedingungen (rot).	114
5.15	Rohdatenbild des Rohrquerschnitts bei $18788,442 \text{ cm}^{-1}$, die Lichtschnitttrichtung ist von links nach rechts.	115
5.16	Vergleich von p -, T - und v -Feldern: In (a, c, e) wurden C_t und $\Delta\nu$ aus dem Datenfit bestimmt, p und T wurden unter Annahme einer isentropen Strömung berechnet. In (b, d, f) wurden C_t , p , T und $\Delta\nu$ ohne Einschränkungen bestimmt.	117
5.17	Gemittelte horizontale Profile des Drucks (a), der Temperatur (b) und der axialen Geschwindigkeit (c) der Kernregion von -40 bis 40 mm des $C_t p T \Delta\nu$ -Fit (schwarz) und des $C_t \Delta\nu$ -Fit (rot). Die Standardabweichung ist durch die gestrichelten Linien gekennzeichnet.	119
5.18	Verteilung des relativen Residuums: $C_t \Delta\nu$ -Fit unter Verwendung der Isentropenbeziehungen (a), $C_t p T \Delta\nu$ -Fit ohne Einschränkungen (b).	120
6.1	(<i>Links</i>) Schematischer Aufbau des EDS [Lange et al., 2012]. (<i>Rechts</i>) Lochmuster der Kühlschindel mit Messpositionen.	125
6.2	(<i>Links</i>) Prüfstandsraum mit optischem Aufbau des FSM-FRS-Messsystems. (<i>Rechts</i>) Fotografie der Flamme nahe der effusionsgekühlten Brennkammerwand.	126
6.3	Temperaturfeld der FSM-FRS-Messung, zusammengesetzt aus den drei vertikalen Messpositionen.	129
6.4	(a) Verteilung des relativen Residuums Rs . (b) Analyse der statistischen Unsicherheit: Relative Standardabweichung der Temperatur für den wandnahen (blau, $T_0 = 700 \text{ K}$ bzw. schwarz, $T_0 = 1000 \text{ K}$) und den wandfernen Bereich (rot, $T_0 = 2000 \text{ K}$) über dem relativen Residuum Rs	130
6.5	(a) Schematische Darstellung des optisch zugänglichen Brennkammeraustritts. (b) Fotografie der Flamme unter laufendem Betrieb.	133

6.6	(a) Schematische Darstellung des FSM-FRS-Messaufbaus für konventionelle (orange) und endoskopische Bilddatenerfassung (rot). (b) Das Endoskop (schwarze Linie) betrachtet den Brennkammeraustritt von der linken oberen Ecke aus. Der Laser breitet sich entlang der y -Achse aus. (c) Fotografie des Messaufbaus. (d) Wassergekühltes Endoskopgehäuse.	135
6.7	Streugeometrien für konventionelle (<i>links</i>) und endoskopische (<i>rechts</i>) Streulichtdetektion.	137
6.8	Vergleich der Verteilungen der Dopplerverschiebung für PIV (a) und konventionelles FSM-FRS (b) bei Betriebsbedingung LP2.	138
6.9	Vergleich der Dopplerverschiebung zwischen PIV (schwarz) und konventionellem FSM-FRS (rot): Vertikale Profile bei $y/h = 0,4$ (<i>links</i>), $y/h = 0$ (<i>mitte</i>) und $y/h = -0,4$ (<i>rechts</i>) bei Betriebsbedingung LP1.	138
6.10	Vergleich der Dopplerverschiebung zwischen PIV (schwarz) und endoskopisches FSM-FRS (rot): Horizontale Profile für LP1 (a) und LP2 (b) bei $z/h = 0,2$ (<i>oben</i>), $z/h = 0$ (<i>mitte</i>) und $z/h = -0,4$ (<i>unten</i>).	139
6.11	Verteilung der Temperatur für konventionelles FSM-FRS bei Betriebsbedingung LP1.	140
6.12	(a) Vergleich vertikaler Temperaturprofile für konventionelles (schwarz) und endoskopisches FSM-FRS (rot) bei $y/h = 0,8$ (<i>links</i>), $y/h = 0,4$ (<i>mitte</i>) und $y/h = 0$ (<i>rechts</i>). (b) Vergleich horizontaler Temperaturprofile für konventionelles (schwarz) und endoskopisches FSM-FRS (rot) bei $z/h = 0,2$ (<i>oben</i>), $z/h = 0$ (<i>mitte</i>) und $z/h = -0,4$ (<i>unten</i>).	141
6.13	Einzelpulsstatistik der OH-PLIF-Daten bei LP2 für Bereiche geringer (<i>links</i>) und hoher (<i>rechts</i>) OH-Konzentrationen.	142
6.14	Kombinationsprinzip der Messverfahren bei $z/h = 0,2$ (a) und $z/h = -0,4$ (b): Gewichtet mit der gültigen Anzahl der OH-PLIF-Einzelpulse (schwarz) wird ein Ensemblemittelwert der „heißen“ Temperaturereignisse $T_{OH-PLIF,heiß}$ (blau) gebildet, der anschließend an die FSM-FRS-Auswertung zur Ermittlung der mittleren Temperatur der „kalten“ Temperaturen $T_{FRS,kalt}$ (magenta) übergeben wird. Schließlich kann daraus die korrigierte mittlere Temperatur $T_{FRS,OH-PLIF}$ (rot) berechnet werden.	144
6.15	Vergleich horizontaler Temperaturprofile für T_{FRS} aus der FSM-FRS-Auswertung ohne Korrektur (schwarz) und für die korrigierte mittlere Temperatur $T_{FRS,OH-PLIF}$ (rot) bei $z/h = 0,2$ (<i>oben</i>), $z/h = 0$ (<i>mitte</i>) und $z/h = -0,4$ (<i>unten</i>).	145

6.16 Vergleich der Standardabweichungen der Strömungsgrößen Temperatur (a) und Dopplerverschiebung (b) für konventionelle (schwarz) und endo- skopische Bilddatenerfassung (rot).	146
---	-----

Tabellenverzeichnis

2.1	Gasspezifische Parameter	31
3.1	Spezifikationen des Verdi V5 Lasersystems [Coherent, 2009]	55
4.1	Zusammenfassung der PDFs von Eingangsgrößen ξ_i und Ausgangsgrößen ψ_j der Modellgleichung (4.2). σ_{Res} bezeichnet die in Abschnitt 2.4.5 anhand des relativen Residuums (Gleichung (2.30)) berechneten einfachen Standardunsicherheiten.	74
4.2	Betriebsbedingungen der beiden Konfigurationen des Freistrahlexperiments.	77
4.3	Koeffizienten der Parameterfunktionen (Gleichung 4.12) für die Anpassung des analytischen Modells an das S6-Modell (S6-Fit) und an die Messdaten entsprechend Tabelle 4.2, Konfiguration 1 (Kalib.-Fit).	95
5.1	Mittlerer Druck und Massenstrom der FSM-FRS-Messungen im Vergleich mit der Wandsonde und der Messblende.	118
5.2	Abschätzung der statistischen Unsicherheit für p , T und v	121

Glossar

Abkürzungen

CARS	Coherent anti-Stokes Raman Scattering
CFD	Numerische Strömungsmechanik (Computational Fluid Dynamics)
CRBS	Coherent Rayleigh-Brillouin Scattering
PLIF	Planar Laser Induced Fluorescence
DGV	Doppler Global Velocimetry
EDS	Ein-Düsen-Sektor
FRS	Gefilterte Rayleigh-Streuung (Filtered Rayleigh Scattering)
FSM	Frequenzscan-Methode
HBK-1	Hochdruck-Brennkammer-Prüfstand 1
L2F	Laser-2-Focus
LDA	Laser Doppler Anemometry
LDV	Laser Doppler Velocimetry
LEMCOTEC	Low Emission Core Engine Technology
LIDAR	Light Detection and Ranging
OCORE	Optical COmbustoR Exit
OH	Hydroxyl-Radikal
PDF	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (Probability Density Function)
PDPA	Phase Doppler Particle Analysis
PIV	Particle Image Velocimetry
RHVT	Ranque-Hilsch-Wirbelrohr (Ranque-Hilsch Vortex Tube)
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis (Signal to Noise Ratio)

Indizes

f	Frequenzschritt
$\hat{i}\hat{j}$	Punkt auf der Eintrittspupille
i	Hyperfeinstrukturkomponente
ij	Bildpunkt bzw. Pixelelement
k	Gasspezies

Symbole

$a_1, b_1, c_1, d_1, a_2, b_2, c_2, d_2, e_2, f_2, g_2$	Modellparameter des analytischen Modells
B	Elastische Streulichtanteile für dopplerverschobenes Licht
b	Blendenzahl
B_0	Elastische Streulichtanteile
C	Sonstiger Hintergrund
c	Lichtgeschwindigkeit
c_s	Schallgeschwindigkeit
C_t	Laserabhängiger Hintergrund
c_{int}	dimensionslose Wärmekapazität der inneren Freiheitsgrade
d	Partikeldurchmesser
d_{nozz}	Durchmesser der Freistrahldüse
\vec{E}_0	Elektrischer Feldvektor
f'	Brennweite
F_K	King-Korrekturfaktor
\hat{g}	Normalisierte Linienform
g	Gaußsche Normalverteilung
h	Messmodell
I	Transmittierte Intensität
I_0	Eingestrahlte Intensität
\vec{k}_0	Laserausbreitungsrichtung
\vec{K}	Wellenvektor entlang $\vec{o} - \vec{l}$
k	Wellenzahl
k_B	Boltzmann-Konstante
Kn	Knudsen-Zahl
\vec{l}	Einstrahlrichtung des Lasers
L	Makroskopische Länge der Knudsen-Zahl

l	Weglänge durch den Jodfilter
l_f	Mittlere freie Weglänge eines Moleküls
\dot{m}_c	Massenstrom am Kaltauslass des RHVT
\dot{m}	Massenstrom
m	Molekülmasse
\vec{n}	Streulichtrichtung
N	Anteil der gültigen OH-PLIF-Einzelpulsmessungen
n	Teilchendichte
N_f	Anzahl der inneren Freiheitsgrade
N_{phot}	Photonenzahl
\vec{o}	Beobachtungsrichtung
o_x, o_y, o_z	Komponenten des Beobachtungsvektors \vec{o}
P	Platzhalter für den betrachteten Strömungsfeldparameter
p_{jod}	Dampfdruck der Jodzelle
P_{las}	Laserleistung
p_{tot}	Totaldruck in der Ruhekammer der Freistrahldüse
$q_1 \dots q_{68}$	Koeffizienten der Parameterfunktionen des analytischen Modells
R	Optische Effizienz des Detektoraufbaus
r	Spektrales Profil der Rayleigh-Streuung
R_A	Relative Anisotropie
r_{ep}	Radius der Eintrittspupille
Rs	Relatives Residuum
S	Grauwert eines Kamerapixel
s_1	Zentrale Rayleigh-Linie des analytischen Modells
s_2	Links-verschobener Brillouin-Anteil des analytischen Modells
s_3	Rechts-verschobener Brillouin-Anteil des analytischen Modells
s_{fl}	Flügelfunktion des analytischen Modells
S_{Mess}	Gemessener Grauwert
S_{Mod}	Simulierter Grauwert

T	Temperatur
t	Mittelungszeit
T_c	Temperatur am Kaltauslass des RHVT
T_h	Temperatur am Heißauslass des RHVT
T_K	Kritische Temperatur
$T_{FRS,kalt}$	„kalte“ Temperatur aus FSM-FRS
$T_{FRS,OH-PLIF}$	Korrigierte mittlere Temperatur
$T_{OH-PLIF,heiß}$	Mittlere Temperatur der „heißen“ Ereignisse aus OH-PLIF
T_{pot}	Temperatur im Potentialkern
T_{ref}	Referenztemperatur
T_{sat}	Sättigungstemperatur
T_{tot}	Totaltemperatur in der Ruhekammer der Freistrahldüse
u_0	Mittlere thermische Molekülgeschwindigkeit
U_{dio}	Diodenspannung
\dot{V}_{Rota}	Volumenstrom am Rotameter
\vec{v}	Geschwindigkeit
\vec{v}_{o-l}	Geschwindigkeit entlang $\vec{\sigma} - \vec{l}$
v_x, v_y, v_z	Komponenten des Geschwindigkeitsvektors \vec{v}
v_{pot}	Strömungsgeschwindigkeit im Potentialkern
X	Dimensionslose Frequenz
Y	Regimevariable
α	Isotroper Anteil des Polarisierbarkeit
χ^2	Summe der kleinsten Fehlerquadrate
χ_k	Molenbruch der Spezies k
Δk	Wellenzahlaufösung
Δ	Schrittweite der Frequenzrampe
$\Delta\nu$	Dopplerverschiebung
$\Delta\nu_T$	Volle Halbwertsbreite
η	Dynamische Viskosität, Scherviskosität
η_v	Volumenviskosität
Γ	Absorptionskoeffizient
γ	Anisotroper Anteil des Polarisierbarkeit
λ	Wellenlänge gestreuten Lichts

λ_0	Wellenlänge des einfallenden Lichts
λ_{th}	Wärmeleitfähigkeit
ν	Frequenz gestreuten Lichts
ν_0	Frequenz des einfallenden Lichts
ν_{Start}	Startfrequenz der Frequenzrampe
ν_{Stop}	Endfrequenz der Frequenzrampe
Φ	Drehwinkel um die x -Achse
ψ	Ausgangsgrößen der Modellgleichung
σ	Standardabweichung
σ_k	Rayleigh-Wirkungsquerschnitt der Spezies k
$\sigma_{FRS,k}$	Faltungsintegral der Spezies k
τ	Absorptionsprofil des molekularen Filters
Θ	Drehwinkel um die z -Achse
$\vec{\epsilon}_1$	Polarisationsrichtung in der y - z -Ebene
$\vec{\epsilon}_2$	Polarisationsrichtung senkrecht zur Laserausbreitungsrichtung und $\vec{\epsilon}_1$
$\vec{\epsilon}_x, \vec{\epsilon}_y, \vec{\epsilon}_z$	Projektionen von $\vec{\epsilon}_1, \vec{\epsilon}_2$ auf die x -, y -, z -Achse
ξ_i	Eingangsgrößen der Modellgleichung
$d\sigma_0^P$	Polarisierter Anteil an $d\sigma_0^R$ für $\Phi = 0$
$d\sigma^R$	Differentieller Wirkungsquerschnitt der Rayleigh-Streuung
$d\sigma_0^R$	Differentieller Wirkungsquerschnitt der Rayleigh-Streuung für $\Phi = 0$
$d\sigma_1^R$	Differentieller Wirkungsquerschnitt der Rayleigh-Streuung in Richtung $\vec{\epsilon}_1$
$d\sigma_2^R$	Differentieller Wirkungsquerschnitt der Rayleigh-Streuung in Richtung $\vec{\epsilon}_2$
$d\sigma_0^{DP}$	Depolarisierter Anteil an $d\sigma_0^R$ für $\Phi = 0$

1 Einleitung

1.1 Hinführung zum Thema

Die Charakterisierung von Strömungen bezüglich Druck, Temperatur und Geschwindigkeit spielt sowohl in der Luftfahrt als auch in der Energie- und Verfahrenstechnik eine bedeutende Rolle. Im Bereich der Turbomaschine wird der Entwicklungsprozess in weiten Teilen durch die zeit- und kosteneffizienten Methoden der numerischen Strömungsmechanik (CFD) getragen. Dennoch sind experimentelle Methoden aus diesem Bereich nicht wegzudenken. Im Zuge der Validierung neuer physikalischer Modellierungsansätze ist ein stetig steigender Bedarf bezüglich qualitativ hochwertiger, unter realistischen Betriebsbedingungen gewonnener Messdaten zu verzeichnen. Zu diesem Zweck werden Großprüfstände konzipiert, um die Strömungseigenschaften innerhalb der Turbomaschine so realistisch wie möglich wiederzugeben.

Die Applikation strömungsmesstechnischer Methoden an derartigen Großanlagen geht mit einer Vielzahl von Anforderungen an die Messtechnik einher. Aufgrund der erheblichen Kosten, die mit dem Betrieb dieser Anlagen verbunden sind, müssen geeignete Messverfahren zum einen zuverlässig und mit geringer Ausfallwahrscheinlichkeit arbeiten. Zum anderen muss die verwendete Messtechnik soviel Information wie möglich in so geringer Zeit wie nötig liefern. Zudem sind Messgeräte innerhalb des Prüfstandsbereichs meist hohen Schall-, Temperatur- und Schwingungsbelastungen ausgesetzt, was ein hohes Maß an Robustheit der eingesetzten Technik bedingt. Schließlich muss die Messtechnik in der Lage sein, den Bedingungen des Messbereichs mit Betriebsdrücken von bis zu 40 bar und Temperaturen von über 2000 K im Extrem standhalten zu können.

Sondenbasierte konventionelle Messtechniken, wie beispielsweise Prandtl- und Pitotsonden zur Messung des statischen Drucks und der Strömungsgeschwindigkeit oder Thermoelementsonden zur Messung der Temperatur, stehen für den Einsatz in maschinennahen Testumgebungen mit Einschränkungen zur Verfügung. Alle diese Verfahren haben gemein, dass dem zugrundeliegenden Messprinzip entsprechende Sondenkörper in die Strömung eingebracht werden. Zum einen müssen diese den harschen Bedingungen des

Messbereichs (hohe Drücke/Temperaturen, korrosive Gase, etc.) standhalten können, zum anderen geht das Einbringen dieser Sonden insbesondere bei der Untersuchung von Innenströmungen meist mit einer erheblichen Verblockung des Strömungsquerschnitts einher. Zudem arbeiten diese Verfahren nur punktuell, was für die Untersuchung der Strömungstopologie eine Traversierung der Sonde durch den Messbereich erforderlich macht. Dieses Vorgehen ist sehr zeitintensiv und steht aus diesem Grund dem Aspekt der Wirtschaftlichkeit von Großversuchen entgegen. Laseroptische Messverfahren bieten sich in diesem Zusammenhang als Alternative an. Diese Verfahren sind minimal-invasiv und bieten somit die Möglichkeit, Strömungen nahezu störungsfrei zu untersuchen. Zudem sind viele dieser Messtechniken als bildgebende Verfahren ausgeführt, was eine Charakterisierung komplexer Strömungsphänomene mit hoher räumlicher Auflösung in kurzer Zeit ermöglicht.

Um laseroptische Messverfahren zur Anwendung bringen zu können, muss Laserlicht in das Messobjekt eingebracht und Streulicht detektiert werden können. Zu diesem Zweck wird in vielen Fällen bereits bei der Konzeption von Versuchsanlagen Wert auf den Einbau großer Sichtfenster gelegt. Was zum einen eine grundlegende Voraussetzung der Anwendbarkeit laseroptischer Messverfahren darstellt, ist zum anderen mit kostenintensiven und sicherheitstechnisch relevanten Eingriffen in die Prüfstandsarchitektur verbunden. Insbesondere bei der Herstellung optischer Zugänglichkeit an Hochdruck-Verbrennungsprüfständen sind die notwendigen konstruktiven Modifikationen aufgrund der hohen Betriebsdrücke einerseits und dem Erfordernis einer aktiven Kühlung der Sichtfenster andererseits erheblich. In diesem Zusammenhang wäre eine sondenbasierte Ausführung der laseroptischen Messtechnik wünschenswert. Durch den Transport des Laserlichts durch Lichtwellenleiter und die Beobachtung des Messfelds mittels optischer Sonden würde eine solche Implementierung ohne die Notwendigkeit großer Sichtfenster auskommen. Stattdessen könnte sowohl die Lichtzuführung als auch die Streulichtdetektion durch bereits vorhandene oder neu zu schaffende kleine Bohrungen durch den Mantel der Versuchsanlage realisiert werden.

Den Schwerpunkt dieser Arbeit bildet die Entwicklung eines auf spektral gefilterter Rayleigh-Streuung (FRS) basierenden Messverfahrens, das den oben aufgeführten Anforderungen genügt. Das Verfahren soll dazu dienen, anhand des an Gasmolekülen elastisch gestreuten Laserlichts, zeitlich gemittelte Druck-, Temperatur und Geschwindigkeitsfelder (über die Dopplerverschiebung) sowohl in Luftströmungen als auch in Verbrennungsumgebungen simultan zu messen.

1.2 Stand der Technik

Bis heute wurde eine Vielzahl laseroptischer Messverfahren zur Charakterisierung von Gasströmungen entwickelt. Nachfolgend sollen Verfahren aufgeführt werden, deren Messgrößen sowohl einzeln als auch kombinativ mit denen der FRS-Messtechnik übereinstimmen. Anschließend sollen diese Messverfahren auf ihre Eignung für einen Einsatz unter den Bedingungen des Großprüfstandsbetriebs zur Charakterisierung von Innenströmungen zum einen und eine sondenbasierte Implementierung zum anderen überprüft werden. Schließlich soll der Stand der FRS-Messtechnik dargelegt werden.

1.2.1 Alternative Messverfahren

Insbesondere laseroptische Geschwindigkeitsmessverfahren, punktuelle wie Laser Doppler Anemometry (LDA), Laser Doppler Velocimetry (LDV) [Tropea, 1995; Czarske, 2006] und Laser-2-Focus (L2F) [Schodl, 1980] oder planare wie Particle Image Velocimetry (PIV) [Willert und Gharib, 1991; Raffel et al., 2013] und Doppler Global Velocimetry (DGV) [Meyers und Komine, 1991; Röhle, 1996] haben weite Verbreitung in der Strömungsdiagnostik gefunden. Dabei reicht das Anwendungsspektrum dieser Messverfahren von der Vermessung von Schallschnellefeldern [Konle et al., 2009; Haufe et al., 2014] bis hin zur tomographischen Charakterisierung von Strömungsfeldern [Klinner et al., 2013] mit Abtastraten von bis zu 1 kHz [Fischer et al., 2014]. Die genannten Messverfahren haben gemein, dass die untersuchte Strömung mit kleinen Partikeln, dem sogenannten Seeding, (Durchmesser $0,1 - 10 \mu\text{m}$) versetzt und ein Probevolumen oder Messfeld mit Laserlicht beleuchtet wird. Das an den mit der Strömung mitbewegten Partikeln gestreute Laserlicht wird anschließend mit einem Detektor registriert und entsprechend des zugrundeliegenden Messprinzips als Strömungsgeschwindigkeit interpretiert. Dabei wird die Geschwindigkeit des Fluids innerhalb des Probevolumens oder an einem Punkt des Messfelds nicht direkt gemessen, sondern indirekt über die Geschwindigkeit der mitbewegten Teilchen. Darum muss sichergestellt sein, dass die Teilchen der Strömung in ausreichendem Maße folgen und somit die gemessene Partikelgeschwindigkeit die Geschwindigkeit des umgebenden Fluids widerspiegelt [Raffel et al., 2013].

Die punktuellen Geschwindigkeitsmessverfahren LDA/LDV bzw. L2F erweisen sich unter den Bedingungen des Prüfstandsbetriebs als sehr robust und zuverlässig. Diese Verfahren werden seit vielen Jahren beispielsweise zur Charakterisierung von Hochgeschwindigkeitsströmungen in rotierenden Maschinen [Skoch et al., 1997; Kablitz et al., 2003] oder zur Messung der Strömungsgeschwindigkeit in Hochdruck-Verbrennungsprüfständen

eingesetzt [Carl et al., 2001; Janus et al., 2005; Hassa et al., 2006]. Da sowohl die Sende- als auch Empfangsseite (in Rückwärtsstreuung) aus derselben Richtung realisiert werden kann, eignen sich diese Verfahren hervorragend für maschinennahe Messanwendungen mit beschränkter optischer Zugänglichkeit. Dennoch kommen diese punktuellen Verfahren aufgrund der fehlenden räumlichen Information nur wenn unbedingt nötig bei Großversuchen zum Einsatz. Zwar ist eine Traversierung des Messvolumens prinzipiell möglich, jedoch ist dies sehr zeit- und damit kostenintensiv. Stattdessen haben sich mittlerweile vor allem flächige Geschwindigkeitsmessverfahren wie PIV und DGV im Bereich der Großversuche etabliert. Sowohl in rotierenden Maschinen [Wernet, 2000; Voges et al., 2012; Fischer et al., 2013] als auch in Hochdruck-Verbrennungsumgebungen [Willert et al., 2006; Stopper et al., 2009; Meier et al., 2013] haben diese Verfahren ein breites Anwendungsspektrum in maschinennahen Testumgebungen gefunden. Für eine vollständige sondenbasierte Implementierung eignet sich das PIV Verfahren hingegen nicht. Während die Laserzuführung über Lichtschnittsonden realisiert werden kann, reicht das optische Auflösungsvermögen von Endoskopen oder Boroskopen nicht aus, um die für die PIV-Auswertung notwendige Qualität der Partikelbilder sicherzustellen. Die DGV-Messtechnik als intensitätsbasiertes Verfahren ist demgegenüber grundsätzlich für eine sondenbasierte Bilddatenerfassung geeignet [Willert et al., 2007, 2008].

Im Vergleich zu den gut etablierten Geschwindigkeitsmessverfahren sind laseroptische Druck- und Temperaturmesstechniken wenig verbreitet. Statt die Strömung mit Teilchen zu versetzen, machen sich diese Verfahren spektrale Eigenschaften des an Gasmolekülen im Probevolumen gestreuten Laserlichts zunutze. Die Anwendbarkeit laseroptischer Druckmessverfahren beschränkt sich dabei im Wesentlichen auf den Labormaßstab [Lemoine und Leporcq, 1995; Rothamer und Hanson, 2010]. Im Bereich der Temperaturmesstechniken hat vor allem das punktuelle Coherent Anti-Stokes Raman Scattering (CARS) [Roh et al., 1976; Tolles et al., 1977] Messverfahren aufgrund seiner Robustheit einige Verbreitung in der Strömungs- und Verbrennungsdiagnostik gefunden. Des Weiteren werden auf spontaner Raman-/Rayleigh-Streuung [Nguyen et al., 1996] bzw. Raman-Streuung [Keck et al., 2002] basierende Verfahren verwendet, um Temperatur und Gaszusammensetzung in einem Punkt einer reagierenden Strömung zu ermitteln. Dabei ist es möglich, das punktuelle Raman-Verfahren auf eine 1D-Messtechnik zu erweitern [Stopper et al., 2010]. Zur flächigen Temperaturbestimmung existieren verschiedene Planar Laser Induced Fluorescence (PLIF) Realisierungen. Anhand der Fluoreszenzeigenschaften von Aceton [Thurber et al., 1997; Thurber und Hanson, 2001; Löffler et al., 2010] bis 1000 K oder des OH-Radikals in Verbrennungsumgebungen [Giezendanner-Thoben et al., 2005;

Devillers et al., 2008; Heinze et al., 2011] bieten diese Methoden die Möglichkeit, auch in-stationäre Temperaturfelder zu quantifizieren. Allerdings ist die Temperatursensitivität von OH-PLIF-Verfahren aufgrund der unzureichenden OH-Konzentration bei niedrigen Temperaturen auf Werte oberhalb von 1300 bis 1400 K eingeschränkt. Schließlich kann als weiteres flächiges Messverfahren laserinduzierte Rayleigh-Streuung zur Bestimmung von Temperaturen in Gasströmungen herangezogen werden. Das Verfahren wurde vor allem zur Messung von Temperaturen in Flammen zum Einsatz gebracht [Namer und Schefer, 1985; Pfadler et al., 2005; Sutton et al., 2006].

Die CARS Messtechnik hat sich bis heute in einer Vielzahl von Anwendungen unter den Bedingungen des Prüfstandsbetriebs bewährt. So wurde das Verfahren unter anderem für Temperaturmessungen in der Brennkammer eines Raketenantriebs [Vereschagin et al., 2010], in einer hypersonischen Strömung [Fischer et al., 2011] bzw. in einer generischen Hochdruck-Flugtriebwerksbrennkammer [Hassa et al., 2006] erfolgreich zum Einsatz gebracht. Allerdings muss das punktförmige Messvolumen zur Gewinnung räumlicher Information wie bei den punktuellen Geschwindigkeitsmessverfahren durch das Messfeld traversiert werden, was sich unter dem Gesichtspunkt der Wirtschaftlichkeit von Großversuchen als ungünstig erweist. Zudem ist eine sondenbasierte Implementierung der Messtechnik nur schwer umsetzbar, da für die Übertragung der hohen Laserpulsenergien keine Lichtwellenleiter zur Verfügung stehen. Ähnliches gilt für die Temperaturmessung mittels spontaner Raman-Streuung. Zwar ist das Messverfahren in der Lage, 1D-Temperaturdaten in anspruchsvollen Messumgebungen zu liefern [Stopper et al., 2010], jedoch stehen die hohen Laserenergien zur Erzeugung des Raman-Signals und die notwendige Optik zur Signaldetektion einer sondenbasierten Ausführung der Messtechnik entgegen. Hingegen sind OH-PLIF-Temperaturmessverfahren für den Einsatz in Hochdruck-Verbrennungsumgebungen sehr gut geeignet. In Meier et al. [2000] wurden planare Temperaturmessungen in einem Brennkammermodul unter realistischen Betriebsbedingungen beschrieben. Des Weiteren werden OH-PLIF-Verfahren in der Entwicklung von neuartigen, auf Magerverbrennung basierenden Brennkammerkonzepten für Flugtriebwerke eingesetzt [Meier et al., 2012b, 2015]. Prinzipiell eignen sich PLIF-Temperaturmesstechniken für eine sondenbasierte Implementierung, da auf Seiten der Signaldetektion kein optisch brillanter Zugang erforderlich ist. Sowohl die Frequenz der Anregung als auch die des Fluoreszenzsignals befinden sich allerdings im ultravioletten Spektralbereich. In diesem Spektralbereich haben Lichtwellenleiter typischerweise eine hohe Dämpfung, was die sondenbasierte Lichtzuführung und somit die Herstellung eines ausreichenden Fluoreszenzsignals erschwert. Des Weiteren besitzen verfügbare borosko-

pische oder endoskopische Detektionsoptiken im ultravioletten Spektralbereich meist nur geringe Transmissionswerte [Aldén et al., 2011]. Dennoch konnte in Hsu et al. [2012] ein sondenbasiertes PLIF-System an einer Laborflamme erfolgreich zum Einsatz gebracht werden, was auf das Potential des Ansatzes für maschinennahe Testumgebungen hinweist. Im Gegensatz zu den bisher diskutierten Verfahren eignet sich die laserinduzierte Rayleigh-Streuung nicht für den Einsatz unter Prüfstandsbedingungen. An Fenstern oder Wänden gestreutes Laserlicht ist insbesondere bei der Charakterisierung von Innenströmungen weitaus intensiver als die Rayleigh-Streuung an den Gasmolekülen im Messbereich, sodass das Nutzsignal durch diesen intensiven Untergrund um viele Größenordnungen überstrahlt wird.

1.2.2 Gefilterte Rayleigh-Streuung

Die Idee, elastische Laserlichtstreuung an Aerosolen in der Atmosphäre und Rayleigh-Streuung an Luftmolekülen mittels atomarer bzw. molekularer Absorptionslinien zu diskriminieren, wurde erstmalig in Shimizu et al. [1983] als Ansatz zur Verbesserung der Temperatursensitivität eines LIDAR¹-Systems formuliert. In der Folge wurde das Konzept der molekularen Filterung in der Strömungsdiagnostik übernommen und führte zur Entwicklung des Seeding-basierten DGV-Geschwindigkeitsmessverfahrens [Meyers und Komine, 1991; Röhle, 1996]. Nahezu zur selben Zeit wurde das FRS-Verfahren von Miles und Lempert [1990] vorgestellt. Ähnlich der Ursprungsidee von Shimizu et al. machten sich Miles und Lempert die spektralen Eigenschaften des schmalbandigen Laserstreulichts von Oberflächen einerseits und die spektrale Temperatur- und Druckverbreiterung der Rayleigh-Streuung andererseits zunutze, um ersteres mittels molekularer Absorption aus dem Messsignal zu filtern.

Die Gruppe um Miles nutzte das Messverfahren in der ersten Zeit vor allem zur flächigen Visualisierung in Hochgeschwindigkeitsströmungen [Miles et al., 1991, 1992, 1994; Forkey et al., 1993, 1995]. Basierend auf diesen Arbeiten wurde daraufhin von Forkey eine bildgebende Variante des FRS-Verfahrens entwickelt, welche eine gleichzeitige Bestimmung zeitlich gemittelter Druck-, Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder auf Basis der Verstimmung der Ausgangsfrequenz der anregenden Laserlichtquelle ermöglichte [Forkey, 1996; Forkey et al., 1996]. Anhand eines Überschall-Freistrahlexperiments wurde die prinzipielle Eignung des Verfahrens unter Beweis gestellt [Forkey et al., 1998]. In der Folge wurde von Yalin und Miles [2000] eine Variante der FRS-Messtechnik um-

¹Light detection and ranging

gesetzt, die auf ultravioletter Anregung und molekularer Filterung mittels Quecksilberbasierte. Neuere Arbeiten der Gruppe beschäftigen sich mit der Untersuchung von plasmaunterstützter Verbrennung mittels Mikrowellenstrahlung in laminaren Methan/Luft-Laborflammen. Um die Wirkung des Plasmas auf die Verbrennung zu charakterisieren, wurden unter anderem resultierende Temperaturfelder mittels der FRS-Messtechnik aufgezeichnet [Stockman et al., 2009; Michael et al., 2013]

Erste Versuche die FRS-Messtechnik als reines Temperaturmessverfahren umzusetzen, wurden von Elliott et al. [1997] unternommen. In verschiedenen laminaren Laborflammen wurden mittels FRS Einzelpuls-Temperaturfelder unter Atmosphärendruck bei Variation des Äquivalenzverhältnisses gemessen. Die besondere Eignung der FRS-Messtechnik zur Visualisierung instationärer Temperaturfelder in direkter Umgebung von Oberflächen wurde in Elliott et al. [2001] gezeigt. In Boguszko und Elliott [2005a] wurden anhand verschiedener Laborversuche in Luftströmungen basierend auf der von Forkey entwickelten Frequenzscan-Methode (FSM) zeitlich gemittelte Druck-, Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder gemessen sowie instationäre Temperaturfelder auf Basis von Einzelpulsmessungen ermittelt. Zusätzlich zu den bildgebenden Verfahren wurde von der Gruppe um Elliott ein auf der FRS-Messtechnik basierendes punktuell Messverfahren zur simultanen Messung von Dichte, Druck, Temperatur, einer Geschwindigkeitskomponente und der dazugehörigen Schwankungsgrößen entwickelt [Elliott und Samimy, 1996; Huffman et al., 2007, 2011].

Die eingeführten Arbeiten der Arbeitsgruppen um Miles und Elliott stellen den wesentlichen Teil insbesondere der zur Entwicklung der FRS-Messtechnik verfügbaren Literatur. Im Folgenden sollen weitere wissenschaftliche Studien zu FRS-Anwendungen sowohl in Luftströmungen bzw. in nicht-reaktiven Strömungen als auch in Verbrennungsumgebungen zusammengetragen werden.

In Brübach et al. [2006] wurde die FRS-Messtechnik dazu genutzt, den wandnahen Temperaturgradienten der Interaktion eines geheizten Freistrahls mit einer planen Oberfläche zu visualisieren. Gustavsson und Segal [2005] verwendeten das Verfahren, um Geschwindigkeitsfelder in einem axialsymmetrischen Überschall-Freistrahls zu messen. In einer ähnlichen Anwendung wurden in Reeder et al. [2010] Mischungsvorgänge im Nahfeld eines horizontalen Freistrahls mit positivem und negativem Auftrieb mittels der FRS-Messtechnik visualisiert. Um die spektrale Reinheit eines gepulsten frequenzverdoppelten Nd:YAG Lasersystems zu verbessern und damit die molekulare Filterwirkung des FRS-Verfahrens zu erhöhen, wurde in Sutton und Patton [2013] ein verstimmbares Fabry-Perot-Etalon in den Strahlweg des Lasers eingesetzt. Durch die infolgedessen

erreichte Unterdrückung eines breitbandigen modalen Frequenzuntergrunds konnte die Abschwächung der Mie-Streuung in einem mit Streuteilchen versetzten turbulenten Freistrahle um eine Größenordnung verbessert werden.

Zur Ermittlung von Temperaturfeldern wurde das FRS-Verfahren in einer laminaren vorgemischten Methan/Luft-Flamme und, erstmalig, in einer rußenden laminaren Methan/Luft-Diffusionsflamme von Hoffman et al. [1996] zum Einsatz gebracht. Basierend darauf wurden in Most und Leipertz [2001] instationäre Temperatur- und Strömungsfelder in einer mageren vorgemischten CH_4 -Luft-Flamme mittels einer Kombination aus FRS und PIV simultan gemessen. In Kearney et al. [2005] wurde ein FRS-System in Kombination mit einer 2D-Messung des Raman-Streusignals von CH_4 in einer laminaren Methan/Luft-Diffusionsflamme verwendet, um aus der Verteilung der CH_4 -Konzentration auf die lokale Gaszusammensetzung zu schließen und dadurch die Unsicherheit bei der FRS-Temperaturfeldmessung zu reduzieren. Ein auf ultravioletter Anregung und molekularer Filterung mittels Quecksilber basierendes FRS-Messsystem wurde von Zetterberg et al. [2008] zur Messung von Temperaturfeldern in einer vorgemischten Acetylen/Luft-Flamme verwendet. In Müller et al. [2014] wurde FRS zur Temperaturmessung in einer laminaren vorgemischten Propan/Luft-Flamme mit und ohne die Zugabe von Partikeln in Kombination mit spontaner Ramanstreuung zur Messung der lokalen Gaszusammensetzung zum Einsatz gebracht. Schließlich wurde in einer Machbarkeitsstudie die Eignung der FRS-Messtechnik zur Charakterisierung von Gasturbinenströmungen unter den harschen Bedingungen an Großprüfständen untersucht [Estevadeordal et al., 2014].

1.3 Motivation und Umsetzungsstrategie

In Abschnitt 1.1 wurden die hohen Anforderungen, die der Einsatz laseroptischer Messverfahren an Großprüfständen mit sich bringt, formuliert. Dahingehend wurde in Abschnitt 1.2.1 eine Vielzahl von Verfahren auf ihre Eignung zur Anwendbarkeit in derartigen Messumgebungen geprüft. Zusammenfassend werden vor allem die flächigen Seeding-basierten Geschwindigkeitsmessverfahren PIV und DGV sowie PLIF-Methoden auf Seiten der Temperaturmessverfahren den Erfordernissen in messtechnischer und wirtschaftlicher Hinsicht gerecht, wobei die PIV-Messtechnik für eine vollständig sondenbasierte Implementierung aufgrund der benötigten Abbildungsqualität der Detektionsoptik nicht geeignet ist. Sowohl das PIV- als auch das DGV-Verfahren erfordern die Zugabe von Streuteilchen zur untersuchten Strömung. Vor allem bei der Untersuchung von Innen-

strömungen lagern sich diese sukzessive auf Beobachtungsfenstern ab, was die Qualität des optischen Zugangs beeinträchtigt und in Konsequenz die Standzeit des Versuchs reduziert. Insbesondere beim Versuchsbetrieb in Großanlagen ist jedoch aus wirtschaftlichen Gesichtspunkten eine möglichst unterbrechungsfreie Versuchsperiode wünschenswert. Zudem ist das Hinzufügen von Seedingpartikeln in Versuchsanlagen mit Luftmassenströmen von über 40 kg/s nur schwer zu realisieren.

Vor allem die oben eingeführten OH-PLIF-Temperaturmessverfahren eignen sich für den Einsatz in Hochdruck-Verbrennungsumgebungen. Allerdings sind diese Verfahren auf Temperaturen oberhalb von 1300 K beschränkt. In Bezug auf die beschriebenen Aspekte der Streupartikel sowie die untere Nachweisgrenze und die Beschränkung der OH-PLIF-Verfahren auf Verbrennungsumgebungen bietet sich die FRS-Messtechnik als mögliche Alternative an. Das Verfahren basiert auf elastischer Molekülstreuung, besitzt theoretisch weder eine untere noch eine obere Temperaturgrenze und eignet sich sowohl für den Einsatz in nicht-reagierenden Strömungen als auch in Verbrennungsumgebungen.

In Abschnitt 1.2.2 wurde der Entwicklungsstand des FRS-Messverfahrens dargelegt. Dabei beschränken sich die bisherigen Anwendungen der Messtechnik im Wesentlichen auf Laborversuche an frei zugänglichen Messobjekten. Trotz der besonderen Eignung des Verfahrens zur Charakterisierung komplexer Innenströmungen, da Reflexionen von Fenstern und Oberflächen aufgrund der molekularen Filterung absorbiert werden, existieren bisher keinerlei Anwendungsbeispiele auf diesem Gebiet. Ebenso sind in der Literatur keine Arbeiten im Hinblick auf eine sondenbasierte Implementierung des Messverfahrens zu finden. Einzig die Machbarkeitsstudie von Estevadeordal et al. [2014] behandelt das Potential des FRS-Verfahrens zur Messung von Temperaturfeldern an Gasturbinenprüfständen. Die formulierten Anforderungen an die Messtechnik decken sich dabei im Wesentlichen mit den oben benannten. FRS spezifisch wurden vor allem die hohen Drücke, eventuell auftretende Druckgradienten und die unbekannte Strömungsgeschwindigkeit genannt, die sich negativ auf die Temperaturunsicherheiten auswirken. Als möglicher Lösungsweg wurde dabei auf Frequenzscan-Methoden verwiesen [Forkey, 1996; Boguszko und Elliott, 2005a], die eine gleichzeitige Bestimmung von Druck, Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit ermöglichen würden.

In den nachfolgenden Kapiteln wird die Entwicklung eines auf der Frequenzscan-Methode basierenden FRS-Verfahrens zur simultanen Ermittlung von zeitlich gemittelten Druck- Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldern in Gasströmungen diskutiert. Zum einen soll die Messtechnik imstande sein, Freifeld- und Innenströmungen im Labormaßstab mit geringen Messunsicherheiten zu charakterisieren. Zum anderen soll das

Verfahren in die Lage versetzt werden, unter den harschen Bedingungen des Testbetriebs an Großprüfständen zuverlässig betrieben zu werden. Im Hinblick auf die eingeschränkte optische Zugänglichkeit soll zudem die Möglichkeit bestehen, das gesamte Messsystem sondenbasiert zu implementieren. Nach der Darlegung der theoretischen Grundlagen des Messverfahrens und der hier verfolgten Ausführung mittels der Frequenzscan-Methode in Kapitel 2, werden in Kapitel 3 die prinzipielle Umsetzung des Messsystems sowohl hardware- als auch softwareseitig diskutiert sowie die einzelnen Komponenten des Aufbaus charakterisiert. In Kapitel 4 wird anhand eines Freistrahlexperiments die statistische Unsicherheit bei der Bestimmung der Messgrößen exemplarisch ermittelt. Zudem werden in diesem Kapitel die relevanten systematischen Beiträge zum Messunsicherheitsbudget benannt und Methoden zu deren Behandlung aufgezeigt. Der daran anschließende experimentelle Teil dieser Arbeit gliedert sich in zwei Themengebiete: In Kapitel 5 werden als wichtiges Anwendungsfeld der Strömungsdiagnostik zwei Messanwendungen in Luft diskutiert. Zum ersten wird in einem Laborexperiment die komplexe Innenströmung eines Ranque-Hilsch-Wirbelrohrs bezüglich Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit charakterisiert. Zum zweiten werden die resultierenden Druck-, Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder im Querschnitt einer Rohrströmung simultan gemessen. Dabei wird die Bilddatenerfassung für letzteren Versuch endoskopisch erfolgen. In Kapitel 6 werden anschließend zwei weitere Messanwendungen in Hochdruck-Verbrennungsumgebungen dargelegt. Die erste Anwendung hat die Visualisierung des resultierenden wandnahen Temperaturfelds der Interaktion einer drallbehafteten Erdgasflamme mit einer effusionsgekühlten Brennkammerwand zum Thema. Im zweiten Experiment wird der Austritt einer Flugtriebwerksbrennkammer unter realen Betriebsbedingungen bezüglich Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit charakterisiert. Dabei wird eine vollständig sondenbasierte Implementierung des Messsystems mit faserbasierter Laserlichtzuführung und endoskopischer Bilddatenerfassung zum Einsatz gebracht.

2 Theoretische Grundlagen und Auswertemethodik

2.1 Allgemeines zur Rayleigh-Streuung

Als Rayleigh-Streuung wird die elastische Lichtstreuung an Partikeln bezeichnet, deren Durchmesser sehr klein gegenüber der Wellenlänge des anregenden Lichts ist. Rayleigh-Streuung entsteht bei der Interaktion eines einfallenden elektrischen Feldes mit einem Gasatom oder -molekül. Durch ein vorbeifliegendes Photon wird die Elektronenhülle eines Atoms oder Moleküls zur Schwingung angeregt. Das vom einfallenden elektrischen Feld induzierte Dipolmoment oszilliert mit der der Anregung entsprechenden Frequenz [Hecht, 2005]. Die Frequenzen des gestreuten und des einfallenden Lichts unterscheiden sich dabei bis auf Anteile aus Strömungsgeschwindigkeit und thermischer Bewegung resultierender Dopplerverschiebungen nicht. Da sich die innere Energie der Streuteilchen beim Streuvorgang nicht ändert, spricht man im Fall der Rayleigh-Streuung von einem elastischen Streuprozess. Das spektrale Profil der Rayleigh-Streuung trägt Informationen über Dichte, Temperatur, Druck und Geschwindigkeit eines betrachteten Molekülensembles.

In diesem Zusammenhang sei erwähnt, dass der Entdecker der molekularen Lichtstreuung, Lord Rayleigh, nicht zwischen den elastischen und inelastischen Anteilen der Molekülstreuung unterschied. Wie Young [1981] und She [2001] in ihren Arbeiten diskutieren, beinhaltet die historische Bezeichnung Rayleigh-Streuung sowohl die polarisierten, kohärenten Anteile der Molekülstreuung als auch die depolarisierten, inkohärenten Anteile, resultierend aus der rotatorischen Bewegung des Moleküls. Der depolarisierte Anteil der Molekülstreuung spaltet sich in drei Zweige: Einen unverschobenen, den Q-Zweig, welcher dieselbe spektrale Form der elastischen Streulichtanteile besitzt, einen blauverschobenen, den anti-Stokes oder O-Zweig und einen rotverschobenen, den Stokes oder S-Zweig. Der unverschobene Q-Zweig der depolarisierten Streuung und die elastischen Streulichtanteile werden unter dem Begriff Cabannes-Linie zusammengefasst. Die

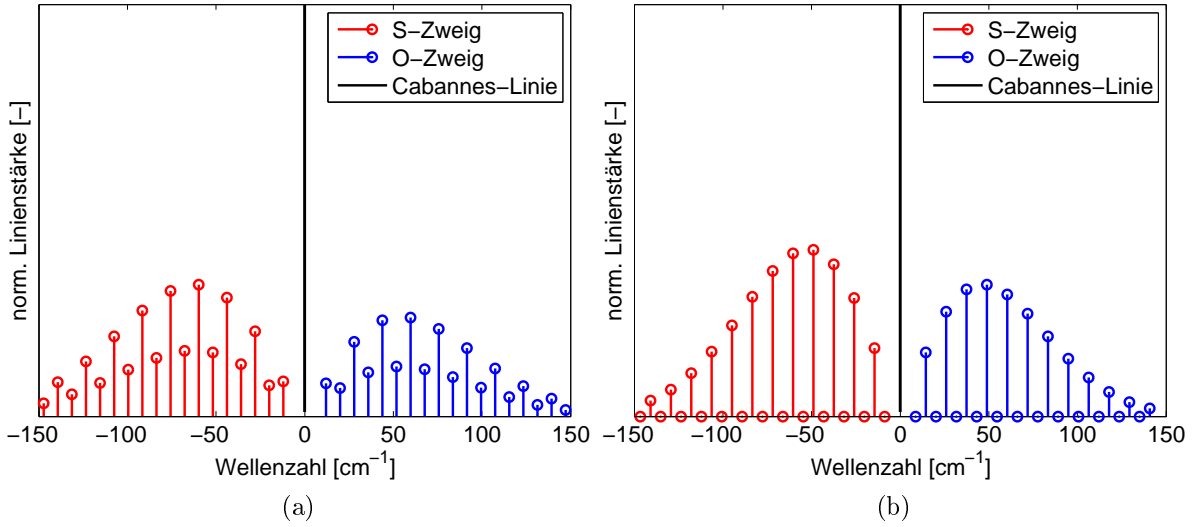


Abbildung 2.1: Molekülstreuung in Luft: In (a) sind die Rotationsraman-Banden von N_2 , in (b) die Rotationsraman-Banden von O_2 im Vergleich zur Cabannes-Linie zu sehen.

beiden verschobenen Seitenbänder werden auch als Rotationsramanstreuung bezeichnet.

In den Abbildungen 2.1a und 2.1b sind die Lagen der Banden der Rotationsramanstreuung für molekularen Stickstoff und molekularen Sauerstoff schematisch dargestellt. Die zentrale Cabannes-Linie mit den elastischen Streulichtanteilen und den Anteilen des depolarisierten Q-Zweigs wird jeweils vom rotverschobenen Stokes-Zweig und vom blauverschobenen anti-Stokes-Zweig eingerahmt. Die ersten Rotationsramanlinien sind in einem Abstand von etwa 11 cm^{-1} um die Zentralwellenlänge zu finden, was in etwa einer Frequenz von 300 GHz entspricht.

Eine Abschätzung der Streuquerschnitte von polarisierten und depolarisierten Lichtanteilen für die laserinduzierte Lichtstreuung an Molekülen ist unter anderem bei She [2001] zu finden. Entsprechend der Streugeometrie aus Abbildung 2.2 wird linear polarisiertes Licht der Feld- und Polarisationsrichtung \vec{E}_0 in Richtung der z -Achse und der Ausbreitungsrichtung \vec{k}_0 entlang der x -Achse an einem Teilchen gestreut. Das gestreute Licht breitet sich in Richtung des Vektors \vec{n} aus, wobei das Streulicht zwei zueinander senkrechte Polarisationsrichtungen $\vec{\epsilon}_1$ in der y - z -Ebene und $\vec{\epsilon}_2$ senkrecht zu $\vec{\epsilon}_1$ und \vec{n} besitzt. Der gesamte differentielle Wirkungsquerschnitt für polarisierte und depolarisierte

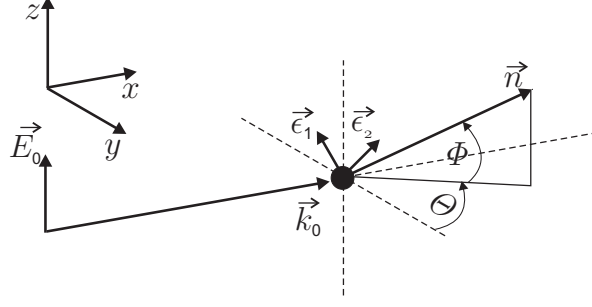


Abbildung 2.2: Streugeometrie: Eine entlang des Vektors \vec{k}_0 einfallende Lichtwelle mit elektrischer Feldrichtung \vec{E}_0 wird an einem Teilchen in Richtung \vec{n} gestreut.

Streulichtanteile pro Raumwinkelement wird durch den Zusammenhang

$$d\sigma^R(\Phi, \Theta) = (\nu_0 \pi^2 / \nu \lambda^4) [(\gamma^2 / 15)(\epsilon_x^2 + \epsilon_y^2) + (\alpha^2 + 4\gamma^2 / 45)\epsilon_z^2] \quad (2.1)$$

beschrieben. ν_0 bezeichnet dabei die Frequenz des einfallenden Lichts, ν die Frequenz und λ die Wellenlänge des gestreuten Lichts. α und γ bezeichnen die isotropen und die anisotropen Anteile des Polarisierbarkeitstensors. $\vec{\epsilon}_x$, $\vec{\epsilon}_y$ und $\vec{\epsilon}_z$ sind die Projektionen der Polarisationsrichtungen

$$\vec{\epsilon}_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ -\sin \Phi \\ \cos \Phi \end{pmatrix}, \vec{\epsilon}_2 = \begin{pmatrix} \cos \Phi \cos \Theta \\ -\cos \Phi \sin \Theta \\ \sin \Phi \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

auf die x -, y -, und z -Achse. Für die beiden senkrecht zueinander polarisierten Anteile des differentiellen Wirkungsquerschnitts gilt dann

$$d\sigma_1^R(\Phi, \Theta) = (\nu_0 \pi^2 / \nu \lambda^4) [(\gamma^2 / 15) \sin^2 \Phi + (\alpha^2 + 4\gamma^2 / 45) \cos^2 \Phi], \quad (2.3)$$

$$d\sigma_2^R(\Phi, \Theta) = (\nu_0 \pi^2 / \nu \lambda^4) [(\gamma^2 / 15) \cos^2 \Phi + (\alpha^2 + 4\gamma^2 / 45) \sin^2 \Phi]. \quad (2.4)$$

Für die angenommene Streugeometrie fällt auf, dass die zueinander senkrechten Anteile $d\sigma_1^R$ und $d\sigma_2^R$ vom Drehwinkel um die z -Achse Θ unabhängig werden.

Insbesondere für viele Laborexperimente ist der Fall der Streuung linear polarisierten Lichts in Richtung der y -Achse interessant, also der Fall einer Beobachterposition senkrecht zur Ausbreitungsrichtung \vec{k}_0 und zur Feldrichtung \vec{E}_0 . Entsprechend der Streugeometrie aus Abbildung 2.2 wird der Winkel Φ zu Null und der Winkel Θ zu $(3/2)\pi$. Aus den Gleichungen (2.3) und (2.4) ergeben sich für die beiden senkrechten Polarisati-

onsanteile für diesen Spezialfall folgende Ausdrücke:

$$d\sigma_1^R(0, (3/2)\pi) = (\nu_0\pi^2/\nu\lambda^4)(\alpha^2 + 4\gamma^2/45), \quad (2.5)$$

$$d\sigma_2^R(0, (3/2)\pi) = (\nu_0\pi^2/\nu\lambda^4)(\gamma^2/15). \quad (2.6)$$

Addiert man nun diese beiden Ausdrücke, ergibt sich der differentielle Streuquerschnitt für alle Polarisationsrichtungen zu

$$\begin{aligned} d\sigma_0^R &= d\sigma_1^R(0, (3/2)\pi) + d\sigma_2^R(0, (3/2)\pi) \\ &= (\nu_0\pi^2/\nu\lambda^4)(\alpha^2 + 7\gamma^2/45) = d\sigma_0^P + d\sigma_0^{DP}, \end{aligned} \quad (2.7)$$

mit

$$d\sigma_0^P = (\nu_0\pi^2/\nu\lambda^4)\alpha^2 \quad (2.8)$$

als polarisierten und mit

$$d\sigma_0^{DP} = (7/45)\sigma_0^P R_A \quad (2.9)$$

als depolarisierten Anteil des differentiellen Wirkungsquerschnitts. $R_A = (\gamma/\alpha)^2$ bezeichnet die relative Anisotropie. Die relative Anisotropie kann mit Hilfe des King-Korrekturfaktors F_K über den Zusammenhang $F_K = 1 + 2/9R_A$ bestimmt werden. Messwerte für F_K sind bei [Bates, 1984] zu finden, für eine Anregungswellenlänge von 550nm beträgt dieser 1,049. Aus den in den Gleichungen (2.7), (2.8) und (2.9) beschriebenen Zusammenhängen ergeben sich die relativen Stärken des polarisierten Anteils $d\sigma_0^P$ und des depolarisierten Anteils $d\sigma_0^{DP}$ zum gesamten differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma_0^R$ zu

$$d\sigma_0^P/d\sigma_0^R \approx 0,967 \quad (2.10)$$

und

$$d\sigma_0^{DP}/d\sigma_0^R \approx 0,033. \quad (2.11)$$

Die obige Abschätzung verdeutlicht, dass die weitaus größten Anteile der laserinduzierten Molekülstreuung mit 96,7% auf die elastischen Streulichtanteile der Cabanneslinie entfallen, während in etwa 3,3% auf die inelastischen Streulichtanteile der Rotations-

ramanstreuung zurückzuführen sind. Der Einfluss der inelastischen Streulichtanteile soll im Laufe dieser Arbeit noch näher betrachtet werden.

Obwohl historisch nicht korrekt, hat sich der Begriff Rayleigh-Streuung für die elastischen Anteile der Molekülstreuung, insbesondere in der Aerodynamik [Miles und Lempert, 1990; Forkey, 1996; Boguszko und Elliott, 2005a; Mielke, 2008] und in der Verbrennungsdiagnostik [Hoffman et al., 1996; Most und Leipertz, 2001; Elliott et al., 2001; Zetterberg, 2008] bis heute etabliert. Aufgrund dessen und der Tatsache, dass auf die elastische Lichtstreuung der bei weitem größte Anteil der laserinduzierten Molekülstreuung entfällt, soll im Rahmen dieser Arbeit der Begriff Rayleigh-Streuung als Bezeichnung für die elastischen Streulichtanteile der Molekülstreuung verwendet werden.

2.2 Modellierung des Rayleigh-Streuspektrums

Die Kenntnis der spektralen Linienform der laserinduzierten Rayleigh-Streuung ist bei der Anwendung der FRS-Messtechnik von entscheidender Bedeutung. Eine korrekte Modellierung des spektralen Profils der Rayleigh-Streuung ist aus diesem Grund unerlässlich. Insbesondere der Modellierungsansatz nach Tenti et al. [1974], das sogenannte S6-Modell, hat große Verbreitung in der Strömungsdiagnostik sowohl in aerodynamischen Untersuchungen [Forkey, 1996; Mielke et al., 2004; Boguszko und Elliott, 2005a] als auch in der Verbrennungsdiagnostik [Elliott et al., 2001; Kearney et al., 2004; Zetterberg, 2008] gefunden. Ein weiteres Anwendungsfeld des Modells ist die Bestimmung der Temperatur mittels LIDAR in der Atmosphärenforschung [Shimizu et al., 1986; Gu et al., 2013].

Das S6-Modell löst eine linearisierte Form von Boltzmanns Transportgleichung der Gaskinetik. Diese Linearisierung kann als eine Reihenentwicklung angesehen werden [Zheng, 2007], welche nach dem sechsten Term abgebrochen wird [Vieitez et al., 2010]. Tenti stellte zur Berechnung dieser numerisch bestimmbaren Näherungslösung ein FORTRAN Programm zur Verfügung, welches unter anderem im Anhang von Forkey [1996] zu finden ist. Das S6-Modell wird als das für zweiatomige Gase exakteste verfügbare Modell angesehen [Young und Kattawar, 1983; Miles et al., 2001a]. Spektral aufgelöste Messungen des Rayleigh-Streuspektrums in Vieitez et al. [2010] und Witschas et al. [2010] für verschiedene Molekülspezies bei unterschiedlichen Drücken zeigen Abweichungen im Bereich von ± 2 % relativ zur maximalen spektralen Intensität im Vergleich mit dem S6-Modell. Zusätzlich wurde in Witschas et al. [2010] die Gültigkeit des S6-Modells in den betrachteten Grenzen für Luft, unter der Annahme „effektiver“ Transportkoeffizienten, als Gasgemisch nachgewiesen.

Im Folgenden sollen nach einigen allgemeinen Betrachtungen zur spektralen Form der Rayleigh-Streuung in Abschnitt 2.2.1, das S6-Modell nach Tenti et al. in Abschnitt 2.2.2 im Detail vorgestellt und einige Besonderheiten diskutiert werden. Anschließend sollen in Abschnitt 2.2.3 die Vorzüge einer analytischen Modellierung des Rayleigh-Streuspektrums dargelegt und verschiedene Ansätze vorgestellt werden.

2.2.1 Allgemeine Betrachtungen

Die spektrale Linienform der Rayleigh-Streuung wird nach Forkey [1996] von zwei Faktoren dominiert: Zum einen durch die spektrale Form des einfallenden Laserlichts, zum anderen durch, im Wesentlichen, aus der thermischen Molekülbewegung resultierende Dopplerverschiebungen des gestreuten Lichts. Der Einfluss der Laserlinienbreite wurde von Forkey et al. [1998] im Rahmen einer Unsicherheitsanalyse untersucht. Für einen Laser der Linienbreite 44 MHz wurden die daraus resultierenden Unsicherheiten für Temperatur, Druck und Geschwindigkeit auf jeweils unter 1% abgeschätzt. Da die in dieser Arbeit verwendete Laserlichtquelle mit < 5 MHz eine Linienbreite weit unterhalb des von Forkey et al. angesetzten Wertes besitzt, wird der Einfluss der Linienbreite des Lasers im Vergleich zu den dominanten Verbreiterungseffekten aus der Molekülbewegung als vernachlässigbar angesehen.

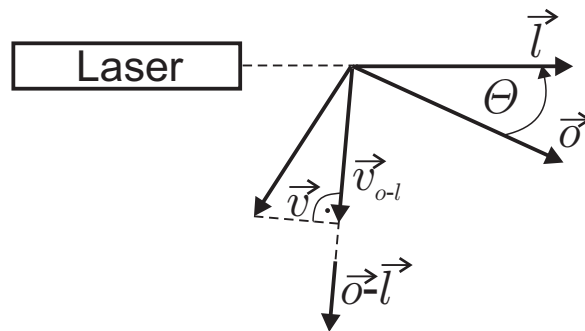


Abbildung 2.3: Geometrie des optischen Dopplereffekts: Das Laserlicht breitet sich entlang des Vektors \vec{l} aus und wird an einem mit der Geschwindigkeit \vec{v} bewegten Partikel in Richtung $\vec{\sigma}$ unter dem Winkel Θ gestreut. Die resultierende Frequenzverschiebung ist proportional zu $|\vec{v}_{o-l}|$.

Anhand der Betrachtung eines isolierten Moleküls soll der oben erwähnte thermische Verbreiterungsmechanismus erläutert werden. Entsprechend Abbildung 2.3 wird das entlang des Vektors \vec{l} einfallende Laserlicht an einem Molekül, welches sich mit der Geschwindigkeit \vec{v} bewegt, in Richtung $\vec{\sigma}$ unter dem Winkel Θ gestreut. Dabei stellt das Streuteilchen für den Laser einen bewegten Empfänger, für den Beobachter hingegen

einen bewegten Sender dar. Für das in Richtung \vec{o} gestreute Licht der Frequenz ν ergibt sich somit die Dopplerverschiebung [Röhle, 1999]

$$\Delta\nu = \frac{\nu_0}{c} (\vec{o} - \vec{l}) \cdot \vec{v} \quad (2.12)$$

zur Frequenz des einfallenden Lichts ν_0 . Die Frequenzverschiebung $\Delta\nu$ ist dabei proportional zur Projektion der Geschwindigkeit des Teilchens \vec{v} auf den Differenzvektor $\vec{o} - \vec{l}$; es gilt

$$\Delta\nu = 2 \frac{\nu_0}{c} |\vec{v}_{o-l}| \cos \frac{\Theta}{2}. \quad (2.13)$$

Die Bewegung eines jeden Moleküls macht sich demnach in einer Frequenzverschiebung des einfallenden Lichts entsprechend Gleichung (2.13) im Streuspektrum bemerkbar.

Eine wichtige Kennzahl zur Beurteilung des gaskinetischen Zustandsbereichs ist die sogenannte Knudsen-Zahl [Hänel, 2004]

$$Kn = \frac{l_f}{L}. \quad (2.14)$$

l_f bezeichnet die mittlere freie Weglänge eines Moleküls, L eine charakteristische makroskopische Länge, wie beispielsweise eine Körperlänge oder Raumabmessung. Die Knudsen-Zahl verhält sich umgekehrt proportional zur Dichte. Betrachtet man von einem Molekülensemble mit $Kn > 10$ gestreutes Laserlicht, wird die Form des Streuspektrums von der zufälligen, thermischen Molekülbewegung dominiert. Die unkorrelierte Bewegung der Moleküle resultiert in einer Maxwell-Boltzmannschen Geschwindigkeitsverteilung. In diesem auch als Knudsen-Regime [Forkey, 1996] bezeichneten Bereich geringer Dichte wird das Rayleigh-Streuspektrum vom Druck unabhängig und nimmt die Form einer Gaußschen Normalverteilung an [Forkey, 1996]

$$g(\Theta, T, \nu) = \frac{2}{\Delta\nu_T} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{\nu}{\Delta\nu_T} \right)^2 \right], \quad (2.15)$$

mit

$$\Delta\nu_T = \frac{K}{2\pi} \sqrt{\frac{8k_B T \ln 2}{m}} \quad (2.16)$$

als der vollen Halbwertsbreite der Gaußverteilung, k_B der Boltzmannkonstante, m der Molekülmasse und T der Temperatur. K bezeichnet den Betrag des Wellenvektors \vec{K}

entlang $\vec{o} - \vec{l}$ und ist durch den Zusammenhang

$$K = |\vec{K}| = \frac{4\pi}{\lambda_0} \sin \frac{\Theta}{2} \quad (2.17)$$

bestimmt. Forkey [1996] und Miles et al. [2001a] bezeichnen das Streuprofil entsprechend Gleichung (2.15) auch als die thermisch verbreiterte Rayleigh-Linie.

Für Bereiche moderater bzw. hoher Dichte ($Kn < 10$) kann der Einfluss des Drucks auf das Rayleigh-Streuprofil nicht mehr vernachlässigt werden. Die Korrelation der Molekülbewegung nimmt zu; der Maxwell-Boltzmann-Ansatz für die Geschwindigkeitsverteilung ist in diesen Bereichen nicht mehr gültig. Das bereits erwähnte S6-Modell ist für alle gaskinetischen Zustandsbereiche einsetzbar und soll im Folgenden näher betrachtet werden.

2.2.2 Modellierung des Rayleigh-Streuspektrums nach Tenti

Wie bereits im vorigen Abschnitt angedeutet, ist die spektrale Form der Rayleigh-Streuung in hohem Maße von der lokalen Dichte abhängig. Das Rayleigh-Streuspektrum wird im Allgemeinen anhand zweier dimensionsloser Größen beschrieben [Tenti et al., 1974]:

$$X = \frac{2\pi(\nu - \nu_0 - \Delta\nu)}{\sqrt{2}Ku_0}, Y = \frac{p}{\sqrt{2}Ku_0\eta} = \frac{nk_BT}{\sqrt{2}Ku_0\eta}. \quad (2.18)$$

Die Streuregimevariable Y verhält sich umgekehrt proportional zur Knudsen-Zahl [Miles et al., 2001a] und bezeichnet das Verhältnis der anregenden Wellenlänge zur freien mittleren Weglänge der Gasmoleküle [Boley und Yip, 1972]. X bezeichnet eine dimensionslose Frequenzvariable, mit $\Delta\nu$ als einer aus der Strömungsgeschwindigkeit resultierenden Dopplerverschiebung. n und η sind die Teilchendichte und die Scherviskosität, $u_0 = \sqrt{k_BT/m}$ ist die mittlere thermische Geschwindigkeit der Gasmoleküle. Über das ideale Gasgesetz können die Teilchendichte n und der Druck p miteinander verknüpft werden. Neben den Parametern X und Y benötigt das S6-Modell drei weitere dimensionslose Eingangsgrößen [Shimizu et al., 1986]: $z = \eta/\eta_v$ als das Verhältnis der Scherviskosität η zur Volumenviskosität η_v , $f = (m\lambda_{th})/(k_B\eta)$ als das Verhältnis der Wärmeleitfähigkeit λ_{th} zur Scherviskosität und die dimensionslose Wärmekapazität der inneren Freiheitsgrade $c_{int} = N_f/2^1$. N_f bezeichnet die Anzahl der inneren Freiheitsgrade des betrachteten Moleküls [Meijer et al., 2010].

¹Für zweiatomige und symmetrische Moleküle gilt $c_{int} = 1$

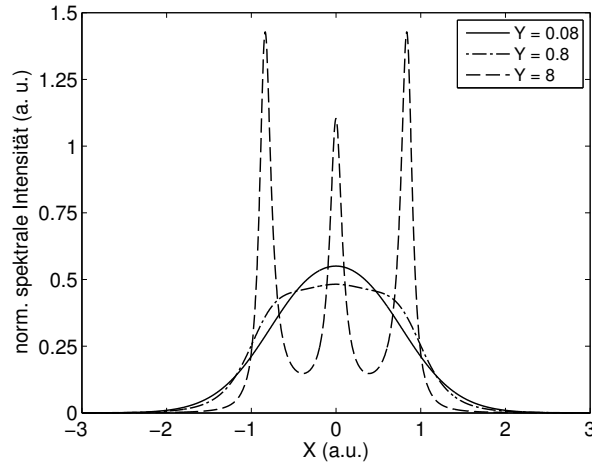


Abbildung 2.4: Linienprofile der Rayleigh-Streuung für das Knudsen ($Y = 0,08$), das kinetische ($Y = 0,8$) und das hydrodynamische Regime ($Y = 8$).

Anhand der Definition von Y kann eine Einordnung des Rayleigh-Streuprozesses für unterschiedliche gasdynamische Zustände vorgenommen werden. In der Literatur wird unter anderem bei Forkey [1996] in Abhängigkeit von Y im Allgemeinen zwischen drei Regimen der Rayleigh-Streuung unterschieden:

1. Knudsen Regime ($Y \ll 1$)

Wie bereits am Ende des Abschnitts 2.2.1 erwähnt, wird der Bereich geringer Dichte, d.h. hoher Temperaturen und niedriger Drücke, als Knudsen Regime bezeichnet. In diesem Regime ist die freie mittlere Weglänge der Gasmoleküle groß ($Kn \rightarrow \infty$), Stoßereignisse sind nahezu ausgeschlossen. Demzufolge wird das Streuspektrum von der thermischen Bewegung der Gasmoleküle dominiert und nimmt die Form einer Gaußschen Normalverteilung an. Ein entsprechendes Streuspektrum ist in Abbildung 2.4 für einen Y -Parameter von 0,08 dargestellt.

2. Hydrodynamisches Regime ($Y \gg 1$)

Das hydrodynamische Regime ist gekennzeichnet durch hohe Drücke und niedrige Temperaturen; es bezeichnet demnach den Bereich hoher Dichte ($Kn \rightarrow 0$). In diesem Bereich ist die Bewegung der Gasmoleküle nicht mehr unkorreliert. An statistisch auftretenden Dichtefluktuationen gestreutes Licht, die durch sich ausbreitende akustische Wellen hervorgerufen werden, dominiert die spektrale Verteilung in diesem Regime [Miles et al., 2001a; Boguszko und Elliott, 2005b]. Die Dichtefluktuationen bewegen sich

mit der Schallgeschwindigkeit c_s . Das an den Fluktuationen gestreute Licht ist dementsprechend um einen Betrag

$$\Delta\nu_s = \pm 2 \frac{c_s}{\lambda_0} \sin \frac{\Theta}{2}, \quad (2.19)$$

der mit der Schallgeschwindigkeit korrespondiert, Doppler-verschoben.

Ein Rayleigh-Streuspektrum des hydrodynamischen Regimes ist in Abbildung 2.4 für $Y = 8$ dargestellt. Das Spektrum setzt sich aus drei Lorentzprofilen zusammen [Miles et al., 2001a]. Das zentrale Profil orientiert sich um die Frequenz des einfallenden Lichts ν_0 , während sich zwei weitere Lorentzprofile an den Positionen $\nu_0 + \Delta\nu_s$ und $\nu_0 - \Delta\nu_s$ befinden. Diese akustischen Seitenbänder werden auch als Brillouin-Mandelshtam-Douplet bezeichnet [Mountain, 1966]. Aufgrund dessen wird in der Literatur statt des Begriffs Rayleigh-Streuung auch die Bezeichnung Rayleigh-Brillouin-Streuung verwendet.

3. Kinetisches Regime ($Y \approx 1$)

Als kinetisches Regime wird der Übergang zwischen den beiden Extremen des Knudsen und des hydrodynamischen Regimes bezeichnet. Die spektrale Form des im kinetischen Regime gestreuten Lichts wird sowohl durch thermische Verbreiterungsmechanismen als auch durch die oben erwähnten akustischen Seitenbänder bestimmt.

In Abbildung 2.4 ist ein Rayleigh-Streuspektrum für einen Y -Parameter von $Y = 0,8$ zu sehen. Der Einfluss der akustischen Seitenbänder tritt deutlich hervor und führt zu einem Abflachen des Profils im Scheitelbereich, während die Flanken an Steilheit gewinnen. Da viele Anwendungsfälle unter atmosphärischen Bedingungen dem kinetischen Regime zuzurechnen sind, kommt diesem Bereich auch im Rahmen dieser Arbeit eine besondere Bedeutung zu.

2.2.3 Analytische Modelle

In diesem Abschnitt sollen einige nachteilige Aspekte des S6-Modells besprochen und Ansätze zu deren Behandlung aufgezeigt werden. Die Lösung der Boltzmannschen Transportgleichung anhand des S6-Modells geschieht mittels rekursiver Algorithmen und erfordert den Einsatz rechenintensiver Auswerteroutinen. Dies kann im Hinblick auf eine pixelweise Auswertung flächenhafter Bilddaten (bis zu fünf Millionen Datenpunkte in einem Bild) zu erheblichen Auswertezeiten führen. Ein analytisches Modell wäre in diesem Zusammenhang sehr attraktiv, um die benötigten Rechenzeiten zu reduzieren.

Zudem besitzt das Rayleigh-Streulichtspektrum des S6-Modells, wie oben erwähnt, den Charakter einer Näherungslösung. Insbesondere der inelastische bzw. depolarisierte Anteil der Cabanneslinie aus dem Q-Zweig der Rotationsramanstreuung findet im S6-Modell keine Beachtung. Da dieser Anteil keine Brillouin-Komponenten besitzt und sich somit in seiner spektralen Form von der elastischen Cabanneslinie unterscheidet, führt dessen Nichtbeachtung zur einer Verfälschung des Streuspektrums [Young und Kattawar, 1983; Zheng, 2007].

Als letzter Aspekt ist das Erfordernis nach der genauen Kenntnis der Transportkoeffizienten des betrachteten Gases zu erwähnen. Während die Scherviskosität η , die Wärmeleitfähigkeit λ_{th} und die Wärmekapazität der inneren Freiheitsgrade c_{int} für weite Bereiche von Y tabelliert vorliegen, ist die Volumenviskosität η_v bis heute Objekt kontroverser Diskussionen [Emanuel, 1998; Pan et al., 2004]. Die Volumenviskosität kann als Maß für die Relaxation angeregter innerer Freiheitsgrade aufgrund molekularer Stöße angesehen werden [Vieitez et al., 2010]. Sie ist als Parameter im Spannungstensor der Navier-Stokes-Gleichung zu finden [Cramer, 2012]. Während die Volumenviskosität in Shimizu et al. [1986] als von Druck und Temperatur unabhängig angesehen wird, spricht Cramer [2012] von einer Temperaturabhängigkeit unter Annahme eines idealen Gases.

Cramer fasst in seiner Studie mittels akustischer Absorption gemessene Volumenviskositäten verschiedener Gase in einem Potenzgesetz zusammen und findet für Stickstoff das Verhältnis $\eta_v/\eta \approx 0,73$ bei 293 K. In Meijer et al. [2010], Vieitez et al. [2010] und Witschas et al. [2010] hingegen wird argumentiert, dass akustische Absorptionsmessungen zur Bestimmung der Volumenviskosität aufgrund der geringen Anregungsfrequenzen und der schwer interpretierbaren Daten nicht geeignet sind. Stattdessen wird in Meijer et al. [2010] und Vieitez et al. [2010] die Coherent Rayleigh-Brillouin Scattering (CRBS) [Pan et al., 2002] Messmethode zur Ermittlung der Volumenviskosität für unterschiedliche Gase verwendet. Durch Anpassung der Volumenviskosität als einzig unbekannten Transportkoeffizienten wird mittels einer auf der Methode der kleinsten Fehlerquadrate basierenden Ausgleichsrechnung die Abweichung zwischen modellierten und gemessenen CRBS-Spektren minimiert. Die so gefundenen Werte unterscheiden sich teils erheblich von den bisher in der Literatur verfügbaren (für Stickstoff: $\eta_v/\eta \approx 1,47$ bei 293 K). In Vieitez et al. [2010] wird zudem eine Druckabhängigkeit der Volumenviskosität angedeutet. In Witschas et al. [2010] wurde analog durch Anpassung der Volumenviskosität die Abweichung zwischen gemessenen und mittels des S6-Modells generierten Rayleigh-Streuspektren in Luft minimiert.

Hinsichtlich des Aspekts der Auswertezeit wird in Witschas [2011] die Idee eines ana-

lytischen Modells, basierend auf empirisch ermittelten Modellparametern, zur Beschreibung des Rayleigh-Streuspektrums in Luft verfolgt. Das vorgestellte Konzept nutzt die Überlagerung dreier Gauß-Profile zur Modellierung des Streuspektrums. Mittels einer least-square Fitprozedur werden die vier Modellparameter des analytischen Modells so angepasst, dass das S6-Modell mit Abweichungen von weniger als 0,85 % bezüglich der maximalen spektralen Intensität nachgebildet werden kann. Das Modell hat eine eingeschränkte Gültigkeit im Bereich von $Y = 0$ bis $Y = 1,027$. Ein ähnliches Vorgehen wird von Ma et al. [2012] propagiert. Um sowohl thermischen (Gauß-Profil) als auch stoß-induzierten (Lorentz-Profil) Verbreiterungsmechanismen Rechnung zu tragen, wird das Rayleigh-Streuspektrum durch die Überlagerung dreier Voigt-Profile zusammengesetzt. Die Anzahl der Modellparameter erhöht sich dadurch auf neun, das Modell ist auch für $Y > 1$ anwendbar.

Die oben dargestellte Vorgehensweise der analytischen Modellierung löst zwar das Problem der Rechendauer, jedoch sind sowohl die näherungsweise Natur des S6-Modells als auch dessen Abhängigkeit von den Transportkoeffizienten des betrachteten Gases und im besonderen die Unbestimmtheit der Volumenviskosität weiterhin problematisch. Die Annahme der Volumenviskosität als einzigem unbekannten Parameter in Meijer et al.

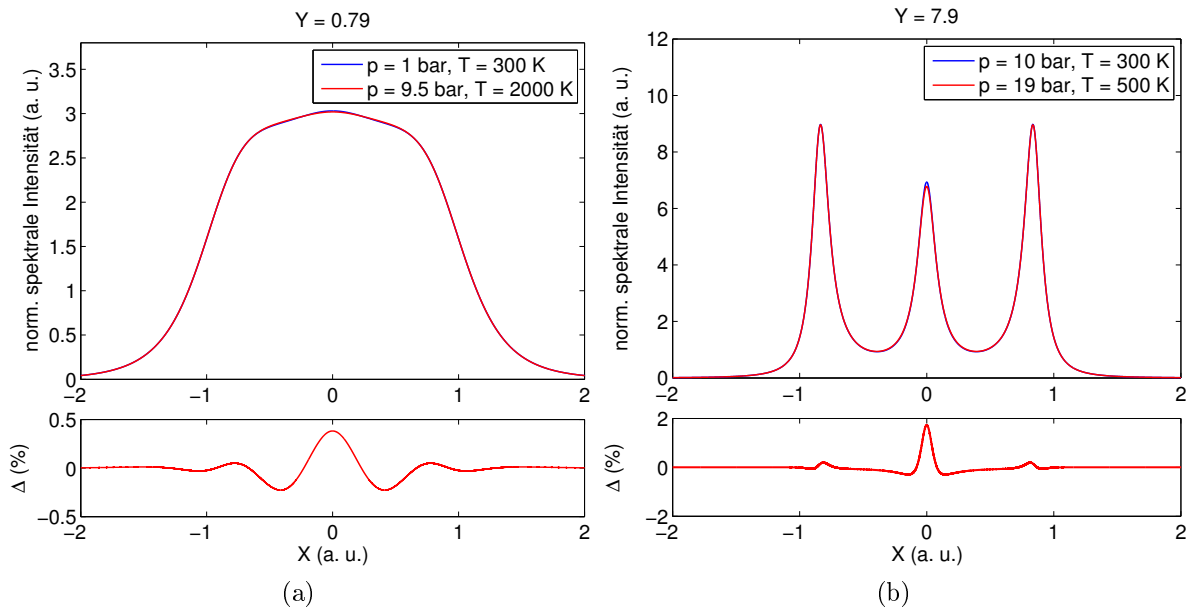


Abbildung 2.5: Oben: Vergleich von mittels des S6-Modells berechneter Rayleigh-Streulichtspektren in Luft für eine Variation von p und T bei gleichbleibendem Y ($Y = 0,79$ (a), $Y = 7,9$ (b)). Unten: Auf den Maximalwert des blauen Spektrums bezogene Abweichung der Spektren.

[2010], Vieitez et al. [2010] und Witschas et al. [2010] scheint zwar gerechtfertigt, jedoch werden bei dieser Vorgehensweise eventuelle Ungenauigkeiten des S6-Modells außer Acht gelassen.

In Abbildung 2.5 wurde versucht, die Auswirkungen einer ungenauen Kenntnis der Transportkoeffizienten zu illustrieren. Dargestellt sind jeweils mittels des S6-Modells berechnete Rayleigh-Streulichtspektren, die sich trotz einer Variation des Drucks und der Temperatur im Formparameter Y entsprechen. Theoretisch sollten die für das jeweilige Y dargestellten Spektren trotz der sich stark unterscheidenden Werte für Druck und Temperatur übereinstimmen. Dies ist jedoch nicht der Fall. Für $Y = 0,79$ betragen die Abweichungen der Spektren bis zu 0,5 % bezogen auf den Maximalwert des blauen Spektrums (Abbildung 2.5a). Diese erhöhen sich auf bis zu 2 % für $Y = 7,9$ (Abbildung 2.5b).

Im Rahmen dieser Arbeit soll in Abschnitt 4.2.3 die Idee eines analytischen Modells aufgegriffen und analog zu Witschas [2011] und Ma et al. [2012] auf die Basis empirisch zu ermittelnder Modellparameter gestellt werden. Grundlage dieser Parameter sollen über einen weiten Bereich von Y erfasste Messdaten sein.

2.3 Wirkprinzip der gefilterten Rayleigh-Streuung

2.3.1 Motivation

Der minimalinvasive Charakter in Kombination mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung sind Merkmale planarer laseroptischer Messmethoden, die für die Charakterisierung komplexer Strömungsphänomene in maschinennahen Umgebungen unerlässlich sind. Da diese Messaufgaben meist mit eingeschränkter optischer Zugänglichkeit sowohl laser- als auch detektorseitig einhergehen, scheitern viele dieser Messverfahren an starken, die Messung überlagernden Störlichtereignissen. Insbesondere an Fenstern oder Wänden gestreutes Laserlicht ist oftmals um viele Größenordnungen stärker als das eigentliche Messsignal. Zudem führen technische Strömungen meist Staub- oder Rußpartikel mit sich. An diesen Partikeln gestreutes Laserlicht (Mie-Streuung) kann die mittels laserinduzierter Rayleigh-Streuung gewonnenen Messdaten bis zur Unbrauchbarkeit verfälschen bzw. bei hoher Partikelbelastung eine Messung gänzlich unmöglich machen.

Um den Einfluss dieser starken elastischen Störlichtquellen zu minimieren, wird in Panda und Seaseholtz [2004] versucht, durch Filterung der Zuströmung Mie-Streuung an großen Partikeln zu vermeiden. Durch eine Evakuierung der Teststrecke und das

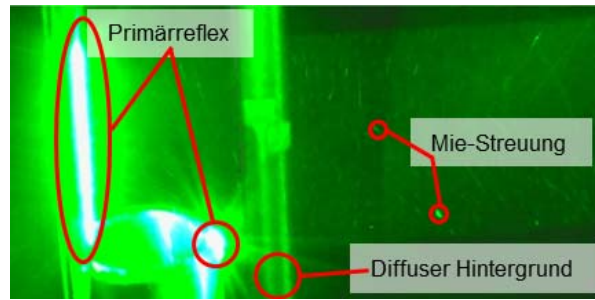


Abbildung 2.6: Ein Lichtschnitt trifft frontal auf ein Alublech. Zu sehen sind der starke Primärreflex, Mie-Streuung innerhalb des Lichtschnitts an Staubpartikeln und der diffus beleuchtete Hintergrund.

anschließende Fluten mit Helium verfolgen Fourquette et al. [1986] das Ziel, den laserinduzierten Hintergrund der Reflexionen direkt zu messen. Helium hat einen um den Faktor 75 kleineren Rayleigh-Streuquerschnitt als beispielsweise Stickstoff oder Sauerstoff, sodass durch diese Maßnahme das Signal der Rayleigh-Streuung verschwindet. Ein ähnlicher Ansatz wird von Forkey et al. [1996] verfolgt; durch die Evakuierung der Teststrecke wird eine direkte Messung des laserinduzierten Untergrunds ermöglicht.

Die oben genannten Maßnahmen bleiben in ihrer Anwendbarkeit auf Experimente im Labormaßstab beschränkt. Um die laserinduzierte Rayleigh-Streuung in maschinennahen Testumgebungen nutzen zu können, bietet sich das FRS-Verfahren als Alternative an. Die FRS-Messtechnik nutzt die Absorptionsbanden atomarer oder molekularer Gase, um starke elastische Streulichtanteile von der Rayleigh-Streuung zu trennen. Zudem ist als weiterer Aspekt der molekularen Filterung die Informationserhaltung bei einer Detektion mittels Photodetektoren hervorzuheben. Während eine ungefilterte Aufnahme des Rayleigh-Streulichts nur eine Dichteinformation enthält, bleibt durch die molekulare Filterung die Abhängigkeit des Messsignals von Dichte, Druck, Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit bestehen [Forkey et al., 1998].

Um die Effektivität dieses Filtermechanismus zu demonstrieren, wurde entsprechend der Anordnung aus Zetterberg et al. [2008] ein einfacher Versuch durchgeführt: Die Fotografie in Abbildung 2.6 zeigt einen zu einem Lichtband aufgeweiteten Laserstrahl, der frontal auf ein Alublech gerichtet wurde. Im Bildbereich der Kamera befanden sich der starke Primärreflex im Bereich des Auftreffens, die Mie-Streuung an Staubpartikeln der Raumluft und der von Laserstreulicht diffus angestrahlte Hintergrund. Das FRS Kamerasystem befand sich in der Ebene senkrecht zum Lichtschnitt und betrachtete den Bildbereich durch einen Bandpassfilter ($\text{FWHM} = 1 \text{ nm}$) sowie den Absorptionsfilter. In Abbildung 2.7a wurde die Frequenz des Lasers einer maximalen Transmission durch den

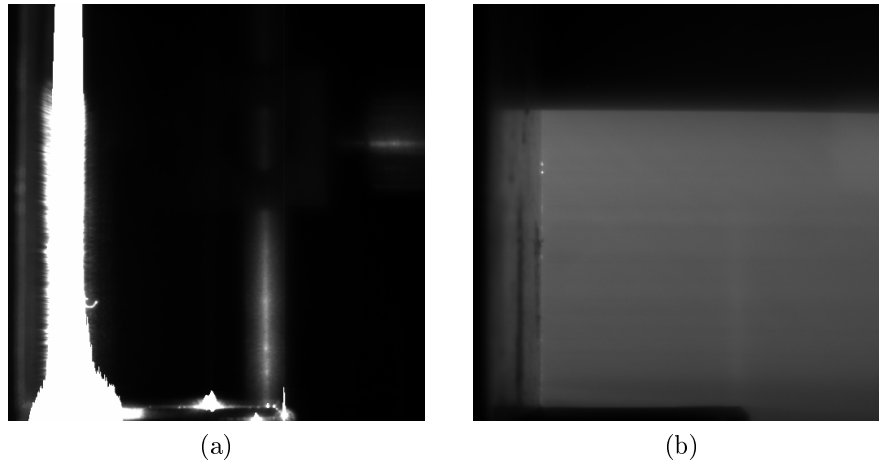


Abbildung 2.7: Die Kamera befindet sich in der Ebene senkrecht zum Lichtschnitt und betrachtet den Bildbereich durch einen Bandpassfilter und den Absorptionsfilter (a) bei maximaler Transmission und einer Belichtungszeit von 30 ms bzw. (b) bei minimaler Transmission und einer Belichtungszeit von 240 s.

Absorptionsfilter entsprechend gewählt; die Kamerabelichtungszeit betrug 30 ms. Im linken Bildbereich ist der starke Primärreflex beim Auftreffen des Lasers auf das Alublech zu sehen. Die Pixel des Kamerasensors sind in diesem Bereich gesättigt, es kommt zum typischen Überspringen der Ladungen auf benachbarte Pixel, dem sogenannten Blooming. Des Weiteren wird der Hintergrund von diffus gestreutem Laserlicht beleuchtet. Abbildung 2.7b zeigt denselben Bildbereich für eine Laserfrequenz, welche einer minimalen Transmission durch den Absorptionsfilter entsprach. Die Belichtungszeit betrug in diesem Fall 240 s. Der diffus beleuchtete Untergrund und der starke Reflex sind fast nicht mehr zu sehen, stattdessen tritt die Rayleigh-Streuung an den Luftmolekülen deutlich hervor.

2.3.2 Molekulare Filterung

Die FRS-Messtechnik nutzt atomare/molekulare Absorption, um starke elastische Streulichtkomponenten spektral aus dem Messsignal zu filtern. Dabei sollte ein solcher Filter zum einen steile Flanken besitzen, um eine hohe spektrale Auflösung zu gewährleisten; zum anderen sollte der Filter eine hohe Absorption innerhalb und eine Transmission nahe 100 % außerhalb seines Blockbereichs aufweisen [Miles et al., 2001b]. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Laserlichtquelle emittiert Licht bei einer Wellenlänge von 532 nm. In diesem Wellenlängenbereich besitzt molekulares Jod mehrere starke Absorp-

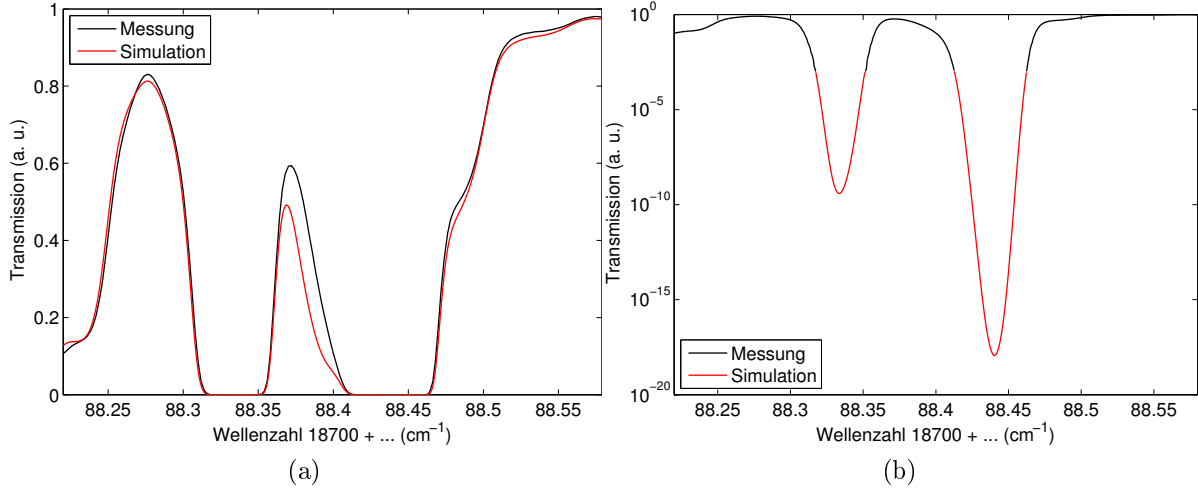


Abbildung 2.8: (a) Gemessene (schwarz) und simulierte (rot) Transmissionskurve einer Filterzelle mit 50 mm Länge: Die Temperatur der Zelle beträgt 70 °C, was einem Dampfdruck von 580 Pa entspricht. (b) Logarithmisch aufgetragene Transmissionskurve: Die Transmissionswerte der Minima wurden durch simulierte Werte ersetzt.

tionsübergänge, die sich für die spektrale Filterung eignen. In Forkey [1996] wurde ein FORTRAN-Programm zur Simulation des Absorptionsspektrums des Jodisotops $^{127}\text{I}_2$ veröffentlicht. Die im Bereich der verwendeten Laserlichtquelle aktiven Transitionen sind $B(^3\Pi_{0+u}) \leftarrow X(^1\Sigma_g^+)$ für die gebundenen Zustände X sowie B und $^1\Pi_u \leftarrow X(^1\Sigma_g^+)$ für die Grundabsorption, wobei nur der erste Übergang, der für die diskreten Absorptionslinien der Hyperfeinstrukturkomponenten verantwortlich ist, in der Simulation berücksichtigt wird [Forkey et al., 1997]. Die Absorption einer Jodtransition kann mit Hilfe des Beerschen Gesetzes [Forkey et al., 1997]

$$\frac{I(\nu)}{I_0(\nu)} = \exp\left(-l \sum_{i=1}^m \Gamma_i \hat{g}_i(\nu)\right) \quad (2.20)$$

berechnet werden. $I(\nu)/I_0(\nu)$ bezeichnet das Verhältnis von eingestrahelter zu transmittierter Intensität, l entspricht der Weglänge durch den Jodfilter. Γ_i bezeichnen die Absorptionskoeffizienten und \hat{g}_i die normalisierten Linienformen der einzelnen Hyperfeinstrukturkomponenten i .

In Abbildung 2.8a ist die für die Mehrzahl der Messungen in dieser Arbeit verwendete Doppellinie Nummer 1111² zu sehen. Die rote Linie zeigt das Ergebnis der Spektrensi-

²Bezeichnung im Jodatlas [Gerstenkorn und Luc, 1979]: P103(34 – 0), P53(32 – 0)

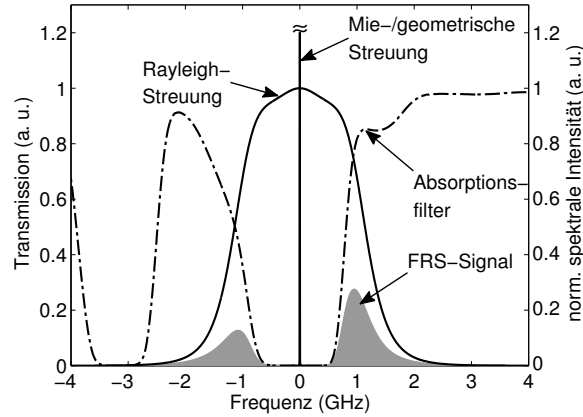


Abbildung 2.9: FRS-Wirkprinzip: Das schmalbandige, von großen Partikeln (Mie) oder Oberflächen (geometrisch) gestreute Licht wird absorbiert, während Anteile des Rayleigh-Streulichts den Absorptionsfilter an den Flanken passieren.

mulation für eine Filterlänge von 50 mm und einen Joddampfdruck von 1100 Pa. Der Joddampfdruck p_{jod} in Pa kann über den Zusammenhang

$$p_{jod} = 10^{9,75715 \frac{2867,028}{T_{sat} + 254,18}} \cdot 133,322 \quad (2.21)$$

in Abhängigkeit von T_{sat} berechnet werden [Forkey et al., 1997]. T_{sat} bezeichnet die sogenannte Sättigungstemperatur in °C und ist eine spezifische Größe der verwendeten Filterzelle (siehe Abschnitt 3.2.5). Die durchgezogene Linie repräsentiert die gemessene Transmission durch eine Filterzelle. Die Unterschiede zwischen den gemessenen und den simulierten Transmissionswerten sind auf Unsicherheiten in den Linienpositionen im Frequenzspektrum und in den Linienstärken der simulierten Absorptionslinien zurückführbar [Forkey et al., 1997]. In Abbildung 2.8b ist die Filterlinie in logarithmischem Maßstab zu sehen. Da die Transmission in den Bereichen der größten Filterwirkung mit den zur Verfügung stehenden Mitteln nicht gemessen werden konnte, wurden die Transmissionswerte der Minima durch simulierte Werte ersetzt. Die gewählte Absorptionslinie zeichnet sich durch eine sehr starke Absorption im Blockbereich mit minimalen Transmissionen kleiner 10^{-15} aus und eignet sich aus diesem Grunde besonders gut, um starke elastische Streulichtkomponenten zu unterdrücken.

Abbildung 2.9 zeigt die spektrale Antwort eines mit schmalbandigem Laserlicht beleuchteten Volumens. Die Streuung an ruhenden Partikeln im Mie-Regime (Durchmesser ca. $0,1\text{--}1\mu\text{m}$) und das an Oberflächen geometrisch gestreute Licht besitzen dieselbe Band-

breite und Frequenz des einfallenden Laserlichts. Im Gegensatz dazu ist das spektrale Profil der Rayleigh-Streuung aufgrund der in Abschnitt 2.2.1 dargelegten Mechanismen auf einige Gigahertz verbreitert. Wird nun der Absorptionsfilter vor dem Detektor platziert, wird das aus dem betrachteten Volumenelement gestreute Licht mit dem Transmissionsprofil des Absorptionsfilters überlagert. Anteile, die sich innerhalb des Blockbereichs des Filters befinden, werden absorbiert. Dies sind zum einen die Mie- und die geometrischen Streulichtanteile, zum anderen jedoch auch ein beträchtlicher Anteil der Rayleigh-Streuung. Die verbleibenden Anteile der spektralen Verteilung der Rayleigh-Streuung, die den Filter an den Flanken passieren, formen das eigentliche FRS-Messsignal, welches Informationen bezüglich Dichte, Druck, Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit beinhaltet.

2.3.3 Mathematische Formulierung

Die vom Detektor pro Pixelelement registrierte und der FRS zuzuordnende Lichtleistung ist proportional zur Faltung der aus dem betrachteten Volumenelement gestreuten spektralen Lichtintensität r mit dem Transmissionsprofil τ des Absorptionsfilters [Elliott et al., 1997]

$$\sigma_{FRS,ij} = \sigma \int_{-\infty}^{\infty} r_{ij}(X,Y) \tau(\nu + \Delta\nu_{ij}) d\nu, \quad (2.22)$$

mit σ als dem Rayleigh-Wirkungsquerschnitt der betrachteten Gasspezies. Der Detektor registriert demnach die über alle Frequenzen integrierte Rayleigh-Intensität, welche den Filter an den Flanken passiert. Die gesamte am Detektor gemessene Intensität ist bestimmt durch den Ausdruck [Pitz et al., 1976; Forkey, 1996; Doll et al., 2014a,b]

$$S_{ij}(X,Y) = R_{ij} I_0 \left(n_{ij} \sum_k \chi_k \sigma_{FRS,ij,k}(X,Y) + B_{0,ij} \tau(\nu_0) + \dots \right. \\ \left. B_{ij} \tau(\nu_0 + \Delta\nu_{ij}) + C_{t,ij} \right) + C_{ij}. \quad (2.23)$$

Die Gesamtintensität S eines jeden Bildpunkts ij setzt sich aus fünf Anteilen zusammen: Der erste Term der Klammer der rechten Seite repräsentiert die auf die FRS entfallenden Streulichtanteile. Um einem Volumenelement mit unterschiedlichen Gasen Rechnung zu tragen, kann die gesamte gestreute FRS-Intensität als Summe der Faltungsintegrale $\sigma_{FRS,k}$ der einzelnen Spezies k , gewichtet mit den entsprechenden Molenbrüchen χ_k ,

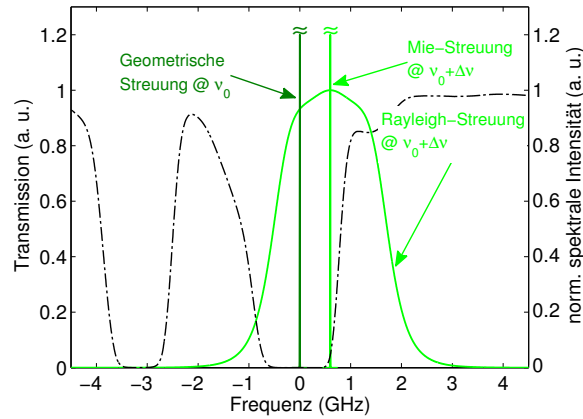


Abbildung 2.10: An bewegten Partikeln gestreutes Laserlicht (Mie- und Rayleigh-Streuung) ist um den Betrag $\Delta\nu$ in der Frequenz Doppler-verschoben.

beschrieben werden [Pitz et al., 1976]. Dieser Ausdruck wird mit der Teilchendichte n multipliziert.

Der zweite Ausdruck auf der rechten Seite beschreibt schmalbandige elastische Streulichtanteile, die, bedingt durch eine unzureichende Filterung des an Oberflächen oder an ruhenden Partikeln im Mie-Regime gestreuten Laserlichts, trotz des molekularen Filters den Detektor erreichen. Diese Anteile sind durch den Parameter B_0 bestimmt, welcher linear mit der Transmission an der Frequenz des einfallenden Lichts ν_0 verknüpft ist.

Der dritte Term auf der rechten Seite der Gleichung (2.23) bezeichnet Streulichtanteile von Partikeln im Mie-Regime, die sich aufgrund einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit durch das Volumenelement bewegen. Anhand Abbildung 2.10 soll der Einfluss einer bewegten Strömung durch das betrachtete Messvolumen sowohl im Hinblick auf die Streulichtanteile aus der Rayleigh-Streuung als auch auf die elastischen Störlichtanteile aus Mie- und geometrischer Streuung näher betrachtet werden. Während sich die Anteile des Streulichts, welche der geometrischen Streuung zuzuordnen sind, entsprechend der Frequenz der Beleuchtungsquelle im Scheitel der Absorptionslinie befinden, ist das von der Strömung folgenden Gasmolekülen und Partikeln gestreute Licht in seiner Frequenz um einen Betrag $\Delta\nu$ Doppler-verschoben. Dies beinhaltet demnach sowohl die verbreiterten Anteile des Rayleigh-Streuspektrums als auch die spektralen Beiträge der Mie-Streuung. Hohe Strömungsgeschwindigkeiten innerhalb des betrachteten Volumenelements können dazu führen, dass, aufgrund einer unzureichenden Absorption an der Doppler-verschobenen Streulichtfrequenz, Anteile des Mie-Signals einen signifikanten Beitrag zur gesamten Streulichtintensität leisten. B ist dabei ein Maß für die Doppler-

verschobene Lichtintensität der Mie-Streuung an der Frequenz $\nu_0 + \Delta\nu$, die durch den Absorptionsfilter nur unzureichend abgeschwächt wird.

Der vierte Term der rechten Seite beschreibt mittels C_t Hintergrundlicht, welches beim Durchgang des Streulichts durch die Detektoroptik entsteht. Wie in Abschnitt 3.2.4 noch näher beschrieben wird, besteht der Detektoraufbau aus einem System von Objektiven und Filtern, an deren Glasoberflächen Teile des Lichts auf dem Weg zur Kamera gestreut werden. Diese summieren sich zu einem Hintergrundsignal. Der gesamte Ausdruck in Klammern der rechten Seite aus Gleichung (2.23) wird mit einem experimentellen Parameter R , der die optische Effizienz des Detektoraufbaus beschreibt, und der Intensität des einfallenden Laserlichts I_0 multipliziert.

Der letzte Term der rechten Seite, C , beinhaltet alle Lichtanteile, die nicht durch den Absorptionsfilter abgeschwächt werden. Dies sind vom Laserlicht unabhängige Störlichtquellen, wie beispielsweise das Deckenlicht im Labor oder breitbandige Flammenstrahlung. Dieser Anteil kann im Allgemeinen durch eine Aufnahme des Messfelds bei ausgeschaltetem Laser ermittelt werden.

2.4 Auswertemethodik

2.4.1 Einflussgrößen und Abhängigkeiten

Grundlage aller hier vorgestellten Methoden zur Gewinnung von Messdaten mittels des FRS-Verfahrens und ihrer quantitativen Interpretation ist die in Abschnitt 2.3.3 vorgestellte Gleichung (2.23). Um die Gleichung eindeutig zu lösen, bedarf es des Verständnisses der verschiedenen Parameter und ihrer Abhängigkeiten. Alle nachfolgenden Untersuchungen wurden für Luft durchgeführt, die hier getroffenen Aussagen sind jedoch im Wesentlichen auch auf andere Gase übertragbar. Im Folgenden sollen die Parameter in drei Kategorien unterteilt werden:

1. Gasspezifische Parameter

Wie bereits in den Abschnitten 2.2.2 und 2.2.3 diskutiert, werden für die Berechnung der spektralen Verteilung der Rayleigh-Streuung mittels des S6-Modells gasspezifische Kenngrößen benötigt. Dies sind die Scherviskosität η , die Wärmeleitfähigkeit λ_{th} , die Volumenviskosität η_v , die Wärmekapazität der inneren Freiheitsgrade c_{int} und die Molekülmasse m .

	η	λ_{th}	η_v/η	c_{int}	σ $\times 10^{-28} cm/sr$	m $\times 10^{-26} kg$
N_2	Lemmon	Lemmon	0,73 ^a	1	6,297	4,652
O_2	Lemmon	Lemmon	0,7 ^b	1	5,396	5,314
<i>Luft</i>	Lemmon	Lemmon	0,7 ^b	1	6,104	4,810
CO	Sutherland	Sutherland	0,55 ^a	1	7,847	4,651
CO_2	Sutherland	Sutherland	2100 ^b	1	15	7,308
H_2O	VDI	VDI	Cramer ^c	3/2	4,377	2,992
CH_4	Sutherland	Sutherland	Cramer ^c	3/2	13,6	2,664

^a[Prangma et al., 1973]

^b[Emanuel, 1998]

^c[Cramer, 2012]

Tabelle 2.1: Gasspezifische Parameter

Formeln zur Berechnung der Transportgrößen η und λ_{th} sind in der Literatur für verschiedene Gasspezies zu finden. Im Rahmen dieser Arbeit werden für Luft, Stickstoff, Sauerstoff und Argon die Formulierungen aus Lemmon und Jacobsen [2004] verwendet. Viskosität und Wärmeleitfähigkeit für Kohlenmonoxid und Kohlendioxid werden mittels der Potenzgesetze nach Sutherland [White, 1974] bestimmt, die Werte für gasförmiges Wasser werden mittels der Polynomformulierungen aus VDI [2010] berechnet. Während Luft als ein quasi-reines Fluid behandelt werden kann [Lemmon und Jacobsen, 2004], muss die Gaszusammensetzung der untersuchten Strömung insbesondere für Messungen in Verbrennungsumgebungen ermittelt werden. Mit dem Programm Gaseq³ können die Molenbrüche der Produkte einer Verbrennungsreaktion für verschiedene Brennstoffe und Äquivalenzverhältnisse berechnet werden. Die Rayleigh-Wirkungsquerschnitte σ für Laserlicht der Wellenlänge 532 nm werden für die entsprechenden Spezies aus Sutton et al. [2006] entnommen.

Die Schwierigkeiten bei der Ermittlung der Volumenviskosität η_v wurden bereits in Abschnitt 2.2.3 näher beschrieben. Für Stickstoff wurde das Verhältnis von kinematischer zu Volumenviskosität zu $\eta_v/\eta = 0,73$ bestimmt [Prangma et al., 1973]. Aufgrund der ähnlichen Vibrationstemperaturen von Stickstoff und Sauerstoff wird für Sauerstoff und Luft ein dazu ähnliches Verhältnis erwartet [Emanuel, 1998]. In Tabelle 2.1 sind die für diese Arbeit verwendeten gasspezifischen Parameter bzw. deren Berechnungsmethoden zusammengefasst.

³<http://www.gaseq.co.uk/>

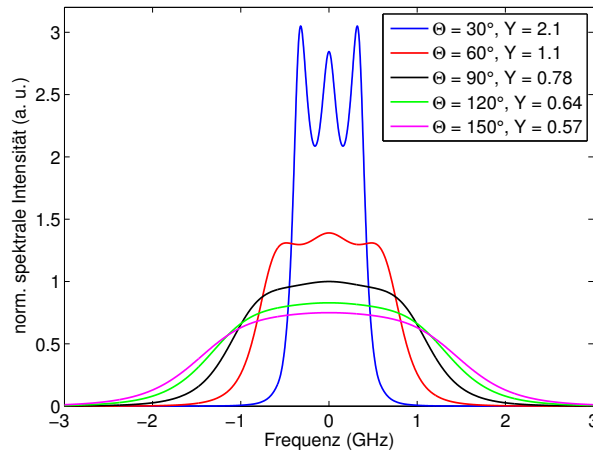


Abbildung 2.11: Vergleich der Rayleigh-Streulichtspektren ($p = 1$ bar, $T = 300$ K) bei Variation des Streuwinkels Θ

2. Versuchsspezifische Parameter

Als versuchsspezifische Parameter werden die Kalibrierungsparameter R , B_0 , B , C_t , C aus Gleichung (2.23) und der Winkel zwischen Laserausbreitungs- und Beobachtungsrichtung Θ bezeichnet. Diese Parameter müssen an die jeweilige Messaufgabe angepasst werden bzw. ergeben sich aus der Streugeometrie. Die Bedeutung von R , B_0 , B , C_t und C wurde bereits in Abschnitt 2.3.3 erläutert.

Entsprechend der Definition des Regimeparameters Y aus Gleichung (2.18) beeinflusst der Streuwinkel Θ über den Betrag des Wellenvektors K (vgl. Gleichung (2.17)) das Rayleigh-Streuspektrum. In Abbildung 2.11 wurde der Streuwinkel beginnend in Vorwärtsstreuung von 30° in 30° -Schritten bis 150° in Rückwärtsstreuung variiert. Temperatur und Druck ist für alle Spektren gleich. Die Änderung des Streuwinkels führt zu einer Variation der Regimevariablen Y im Bereich von 0,57 bis 2,1 und somit zu einer erheblichen Veränderung der Form des Rayleigh-Streulichtprofils. Über eine Variation des Streuwinkels kann demnach bei gleichen thermodynamischen Zustandsgrößen, entsprechend Abbildung 2.9, der den molekularen Filter passierende spektrale Anteil und somit die am Detektor registrierte Rayleigh-Intensität variiert werden.

3. Strömungsparameter

Die Strömungsparameter sind die eigentlichen Messgrößen, die es je nach Messaufgabe zu ermitteln gilt. Dies können eine der thermodynamischen Zustandsgrößen Druck p und Temperatur T , die aus einer kollektiven Bewegung des betrachteten Molekülensembles folgende Dopplerverschiebung $\Delta\nu$ oder mehrere dieser Größen gleichzeitig sein.

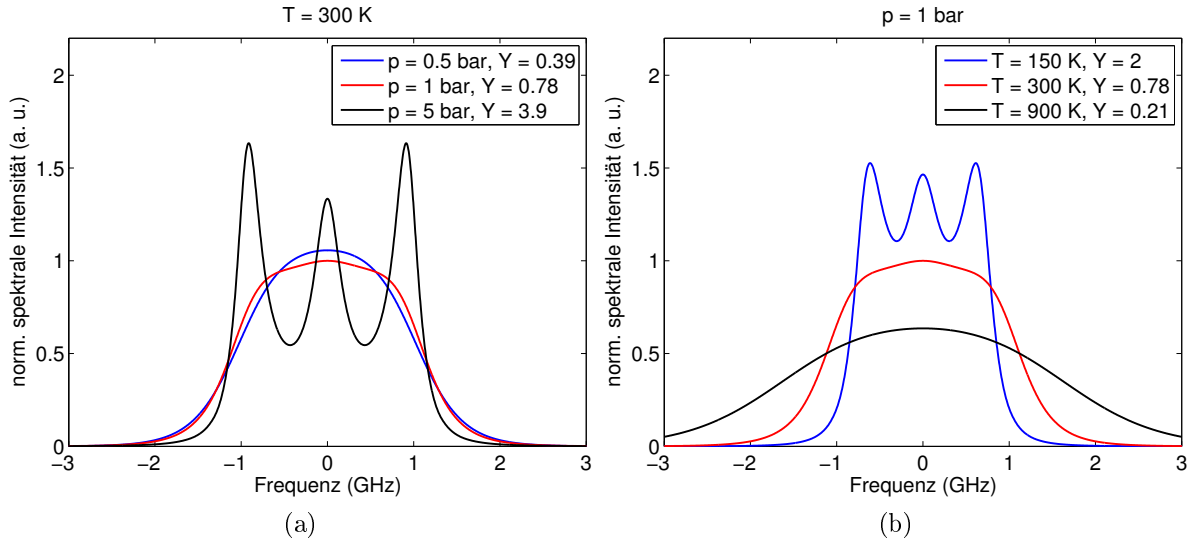


Abbildung 2.12: Einfluss der thermodynamischen Zustandsgrößen Druck (a) und Temperatur (b) auf die spektrale Form der Rayleigh-Streuung

Die spektrale Form der Rayleigh-Streuung unterliegt bei bekannter Streugeometrie und bekannten gasspezifischen Parametern nur dem Einfluss von Druck und Temperatur [Forky et al., 1996], während $\Delta\nu$ die Lage des Spektrums im Frequenzraum bestimmt. Für Abbildung 2.12 wurden Rayleigh-Streulichtspektren in Luft mit $\Theta = 90^\circ$ für verschiedene Drücke bei einer Temperatur von 300 K (2.12a) und für verschiedene Temperaturen bei einem Druck von 1 bar (2.12b) berechnet. Wie bereits in Abschnitt 2.2 dargelegt, hat die lokale Dichte, ausgedrückt mittels der Regimevariablen Y , starken Einfluss auf das Streulichtprofil. Sowohl die Variation des Drucks als auch die der Temperatur hat somit starke Auswirkungen auf die spektrale Form der Rayleigh-Streuung. Ähnlich der Erhöhung des Drucks führt eine Verringerung der Temperatur zur Ausbildung der charakteristischen Form des hydrodynamischen Streuregimes. Zusätzlich dazu hat die Änderung der Temperatur starken Einfluss auf die spektrale Breite des Rayleigh-Streulichtprofils. Während diese durch den Druck kaum beeinflusst wird, bewirkt eine Verringerung oder Erhöhung der Temperatur aufgrund der thermischen Molekularbewegung eine Verminderung bzw. eine Erweiterung der Breite des Streulichtspektrums.

Die aus einem mit schmalbandigem Laserlicht beleuchteten Volumen gestreute Intensität der Rayleigh-Streuung ist zum einen über die spektrale Form von der Faltung des Streulichtspektrums mit dem Transmissionsprofil des molekularen Filters abhängig. Zum anderen ist entsprechend des Zusammenhangs aus Gleichung (2.23) die Stärke der detektierten Streuleistung direkt proportional zur Teilchendichte. Dies kann dazu führen, dass

beispielsweise die mit einer Erhöhung der Temperatur einhergehende Verbreiterung des spektralen Profils der Rayleigh-Streuung und der damit verbundene potentielle Intensitätsgewinn durch die gleichzeitige Reduzierung der Dichte aufgehoben wird. Um diese Zusammenhänge näher zu beleuchten, soll anhand Abbildung 2.13 der Einfluss der Strömungsparameter auf die Intensität der Rayleigh-Streuung visualisiert werden. Druck, Temperatur und Dopplerverschiebung wurden jeweils für drei Wellenzahlen variiert, die Intensitäten aller drei Graphen wurden auf die maximale Intensität bei $T = 300$ K, $p = 10$ bar und $\Delta\nu = 0$ MHz normiert. Für die Simulation der Intensitäten wurde das rechte Minimum der Doppel-Jodlinie aus Abbildung 2.13a verwendet. Die Wellenzahlpositionen links des Minimums (blau), im Minimum (rot) und rechts des Minimums (schwarz) des Transmissionsprofils sind jeweils durch Pfeile gekennzeichnet.

Der Verlauf der normierten Rayleigh-Intensität über der Temperatur ist in Abbildung 2.13b dargestellt. Während in Richtung niedriger Temperaturen die Intensität für die Wellenzahl rechts (schwarz) des Minimums stark ansteigt, ist für die beiden Wellenzahlen im (rot) und links (blau) des Minimums ein Abfallen charakteristisch. Des Weiteren lässt sich jeder Rayleigh-Intensität der Wellenzahl rechts des Scheitels der Absorptionslinie eindeutig eine Temperatur zuordnen, während der Zusammenhang für die beiden anderen Wellenzahlen bei ~ 290 K mehrdeutig ist. Die steigende Intensität der roten und der blauen Kurven im Bereich zwischen 250 und 500 K ist auf die Verbreiterung des Streuspektrums mit steigender Temperatur zurückführbar. Wie bereits erwähnt, geht jedoch mit dem Anstieg der Temperatur eine Verringerung der Teilchendichte einher. Ab einem gewissen Punkt kann der Zugewinn an Intensität durch die Verbreiterung des Spektrums den Verlust durch den Abfall der Dichte nicht mehr ausgleichen. Für alle drei Kurven fällt mit steigender Temperatur die Intensität entsprechend des idealen Gasgesetzes mit $1/T$. Für die Wellenzahl links des Minimums der Filterlinie sind die Intensitäten am geringsten. Dies ist auf die Doppellinienstruktur (siehe Abbildung 2.13a) der verwendeten Jodlinie zurückzuführen. Die größere Nähe zum Nebenminimum führt dazu, dass mehr Anteile des Rayleigh-Streulichts von diesem absorbiert werden. Je weiter sich die Wellenzahl vom Nebenminimum entfernt, desto geringer ist dessen Einfluss.

In Abbildung 2.13c ist der Einfluss des Drucks auf den Verlauf der Rayleigh-Streulichtintensität für die drei Wellenzahlen dargestellt. Der steigende Druck führt zu einer Zunahme der Intensität. Dieser Anstieg ist entsprechend des Zusammenhangs zwischen Druck und Dichte des idealen Gasgesetzes nahezu linear. Aufgrund des Einflusses der Doppellinie sind die Intensitäten für die Wellenzahl rechts des Minimums wiederum am stärksten und für die Wellenzahl links des Minimums am schwächsten.

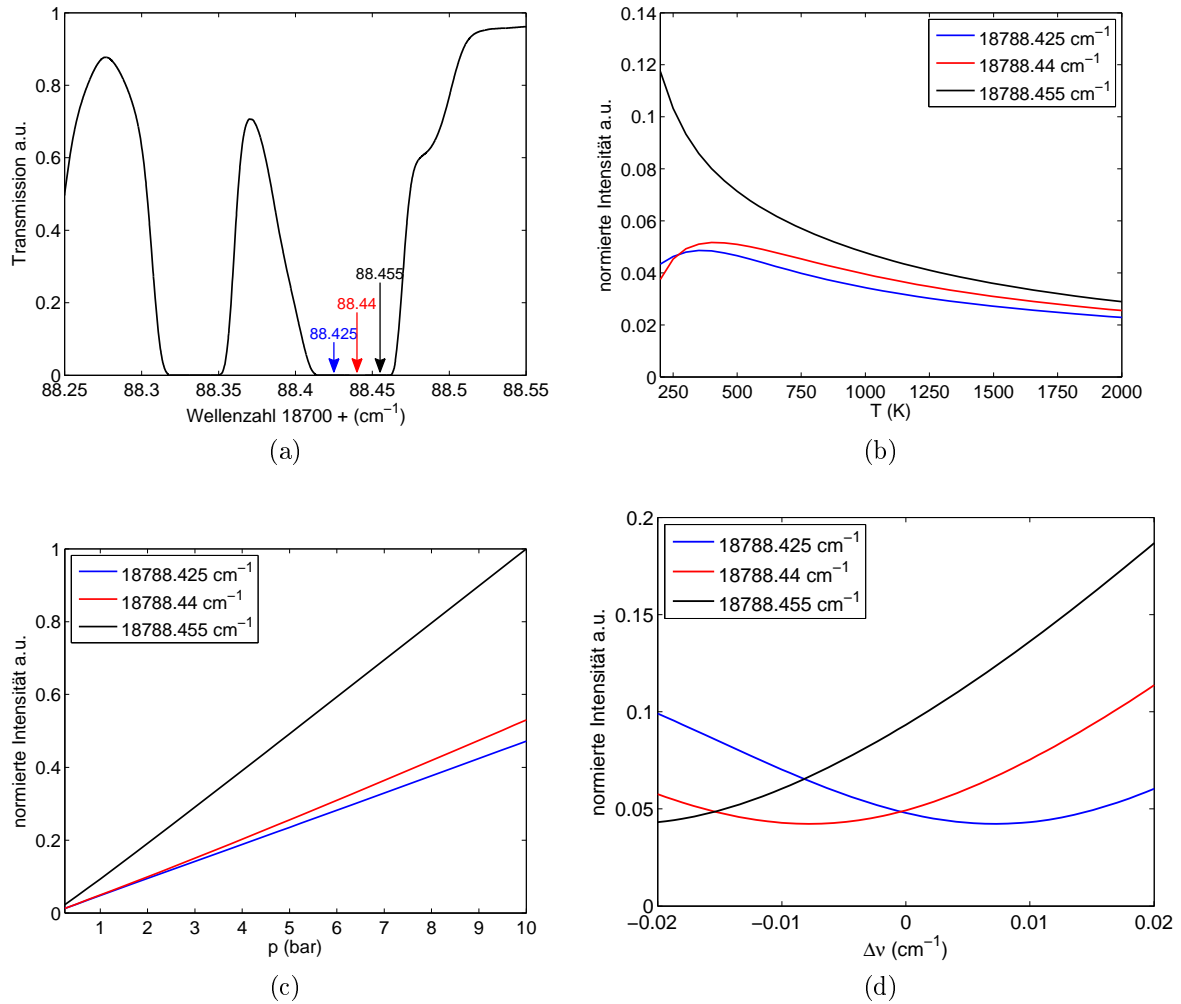


Abbildung 2.13: Simulation der normierten FRS-Intensität bei Variation der Strömungsparameter für Wellenzahlen links des Minimums (blau), im Minimum (rot) und rechts des Minimums (schwarz) der Jodlinie. Die Wellenzahlpositionen sind durch Pfeile gekennzeichnet (a). Variation von: (b) T bei $p = 1$ bar, $\Delta\nu = 0$ cm⁻¹; (c) p bei $T = 300$ K, $\Delta\nu = 0$ cm⁻¹; (d) $\Delta\nu$ bei $p = 1$ bar, $T = 300$ K.

Der Verlauf der Intensität in Abhängigkeit von der Dopplerverschiebung (Abbildung 2.13d) wird am stärksten von der Form der Jodlinie und dem Einfluss des Nebenminimums geprägt. Die Form des Rayleigh-Streuspektrums ändert sich bei der Variation dieses Parameters nicht. Vielmehr wird das Spektrum durch positive oder negative Dopplerfrequenzen relativ zum Transmissionsverlauf lediglich nach links oder rechts verschoben. Für den dargestellten Frequenzbereich bewirkt eine negative Dopplerverschiebung für die Wellenzahlen im (rot) und rechts (schwarz) des Minimums der Filterlinie einen Abfall der Intensität, für die Wellenzahl links (blaue Linie) des Minimums hingegen einen Anstieg derselben. Positive Dopplerverschiebungen machen sich für alle drei Wellenzahlen in einem Zugewinn an Intensität bemerkbar.

Trotz der Kenntnis der gasspezifischen Parameter bleiben als Summe aus Kalibrierungs- und Strömungsparametern insgesamt sieben zu ermittelnde Größen. Demgegenüber steht bei bildgebenden Verfahren ein mit dem Detektor aufgezeichneter Intensitätswert. Ohne die Reduzierung der Anzahl der unbekannten Parameter durch Annahmen oder die Gewinnung zusätzlicher Messdaten durch geeignete Methoden ist Gleichung (2.23) nicht lösbar. Prinzipiell kann zwischen Methoden, welche für die Untersuchung stationärer Phänomene oder zur Ermittlung zeitlicher Mittelwerte geeignet sind und Methoden, die zur Untersuchung instationärer bzw. turbulenter Strömungsvorgänge verwendet werden können, unterschieden werden. Im Folgenden sollen drei Methoden zur Messdatenerfassung und -analyse vorgestellt werden.

2.4.2 Quotientenmethode

Die Quotientenmethode ist die einfachste Methode der FRS Datenaufnahme und -analyse. Aufgrund ihrer Eignung zur Untersuchung instationärer Strömungsvorgänge hat die Methode vor allem in der Verbrennungsdiagnostik weite Verbreitung gefunden [Elliott et al., 1997; Most und Leipertz, 2001; Kearney et al., 2005; Zetterberg, 2008]. Insbesondere in Verbrennungsumgebungen kann unter Verwendung gepulster Laserlichtquellen starkes Eigenleuchten der Flamme durch kurze Kamerabelichtungszeiten effektiv unterdrückt werden.

Der prinzipielle Aufbau eines FRS-Experiments ist in Abbildung 2.14 zu sehen. Ein Laserstrahl wird zu einem Lichtband aufgeweitet und beleuchtet das Strömungsfeld. Der Detektor empfängt das aus der Messebene gestreute, durch die Jodzelle gefilterte Licht. Die Quotientenmethode benötigt dabei nur einen Messwert pro Bildpunkt ij , um die aufgezeichnete Intensität als Druck, Temperatur oder Dopplerverschiebung zu interpretieren. Damit Gleichung (2.23) in diesem Fall gelöst werden kann, müssen die Strömungs-

und Kalibrierungsparameter durch Annahmen reduziert bzw. separat ermittelt werden.

Im Folgenden soll die Vorgehensweise zur Parameterreduktion anhand einer Temperaturmessung skizziert werden: Für Temperaturmessungen unter atmosphärischen Bedingungen kann der Druck als bekannt vorausgesetzt werden. Falls sich das betrachtete Strömungsfeld in Ruhe befindet, kann auch die Dopplerverschiebung zu Null gesetzt werden bzw. für strömende Medien, der Dopplershift bei geeigneter Wahl der Beobachtungsrichtung vernachlässigt werden [Boguszko und Elliott, 2005a]. In den genannten Fällen kann dann der Anteil der Doppler-verschobenen Mie-Streuung B_{ij} am Streulichtsignal vernachlässigt werden.

Während einige Autoren die Hintergrundanteile der Kalibrierungsparameter vernachlässigen [Elliott et al., 1997; Most, 2005; Zetterberg, 2008], führen andere separate Messungen für die Ermittlung des laserabhängigen Untergrundparameters $B_{0,ij}$ durch [Forkey et al., 1998; Kearney et al., 2005]. Voraussetzung für die im Folgenden vorgestellten Methoden ist, dass der Hintergrundparameter sich im Verlauf der Messung nicht ändert. Für die Messung des laserabhängigen Untergrunds wird in Forkey et al. [1998] das Messobjekt evakuiert. Die Molekülstreuung verschwindet, und der Streulichtuntergrund $B_{0,ij}$ kann direkt gemessen werden. In Kearney et al. [2005] wird das Messobjekt mit Helium geflutet. Dessen Rayleigh-Streuquerschnitt ist etwa 75 mal kleiner als der von Luft.

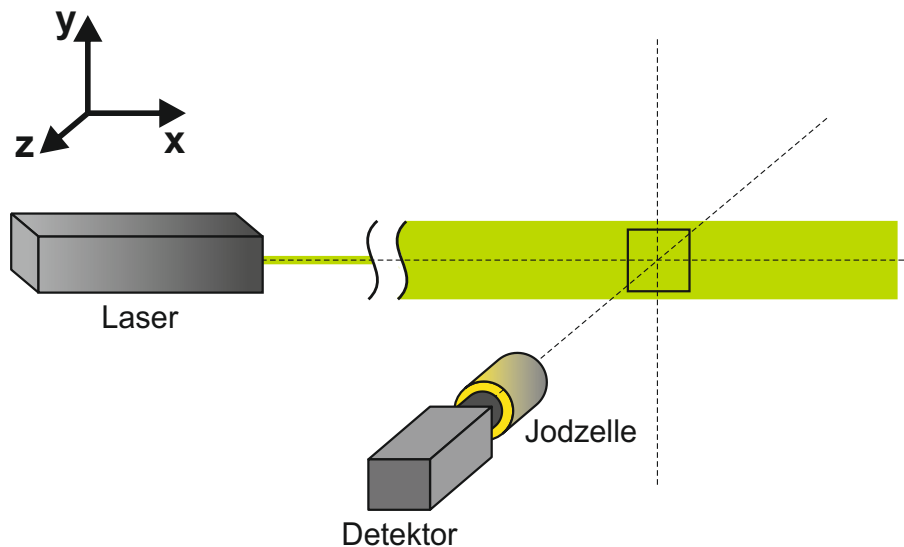


Abbildung 2.14: Prinzipieller Aufbau eines FRS Experiments: Ein Laser wird zu einem Lichtschnitt aufgeweitet und beleuchtet das Strömungsfeld. Am Detektor wird das durch die Jodzelle gefilterte Licht registriert.

Entsprechend des Vorgehens in Fourguette et al. [1986] kann dann der laserabhängige Untergrund $B_{0,ij}$ bestimmt werden. Da der Parameter $C_{t,ij}$ spezifisch vom verwendeten optischen Aufbau des Detektorsystems abhängt, soll dieser hier nicht betrachtet und zu Null gesetzt werden. Die sonstigen Hintergrundanteile C_{ij} können bei einer Messung mit ausgeschaltetem Laser ermittelt werden.

Durch die obigen Maßnahmen zur Parameterreduktion werden die unbekannten Parameter auf den Kalibrierungsparameter R_{ij} sowie die eigentliche Messgröße T_{ij} reduziert und Gleichung (2.23) wird zu

$$S_{ij}(R_{ij}, T_{ij}) = R_{ij}(I_0) n_{ij}(T_{ij}) \sum_k \chi_k \sigma_{FRS,ij,k}(T_{ij}) . \quad (2.24)$$

Um die freien Parameter auf die Messgröße T_{ij} zu reduzieren, wird das Messsignal auf eine bei bekannter Temperatur $T_{ref,ij}$ durchgeführte Messung normiert. Es gilt bei konstantem R_{ij} für den Zusammenhang zwischen Referenz- und Temperaturmessung:

$$Q_{ij}(T_{ij}) = \frac{S_{ij}(T_{ij})}{S_{ref,ij}(T_{ref,ij})} = \frac{n_{ij}(T_{ij}) \sum_k \chi_k \sigma_{FRS,ij,k}(T)}{n_{ref,ij}(T_{ref,ij}) \sum_{k_{ref}} \chi_{k_{ref}} \sigma_{FRS,ij,k_{ref}}(T_{ref,ij})} . \quad (2.25)$$

Unter Annahme eines idealen Gases ist auch das Verhältnis der Teilchendichten $n_{ij}/n_{ref,ij}$ eindeutig bestimmt. Jeder Intensität eines jeden Bildpunkts kann nun ein Temperaturwert zugeordnet werden. Die oben beschriebene und beispielhaft an einer Temperaturmessung skizzierte Vorgehensweise kann sowohl zur Ermittlung des Drucks bei bekannter Temperatur und Dopplerverschiebung als auch zur Bestimmung der Dopplerverschiebung bei bekanntem Druck und bekannter Temperatur angewendet werden.

In der Literatur wurde die Quotientenmethode im Wesentlichen zur Ermittlung der Temperatur verwendet. In Boguszko und Elliott [2005a] wurde die mittlere Temperatur in Luft mit einer Genauigkeit zwischen 3 und 9 % für zwei Experimente mit unterschiedlichen Temperaturniveaus bestimmt. Bei der Untersuchung einer CH_4 /Luft Diffusionsflamme konnten in Kearney et al. [2005] mittlere Temperaturen mit einer Unsicherheit kleiner 6 % angegeben werden. Für Temperaturmessungen in einer vorgemischten turbulenten CH_4 /Luft Flamme in Most und Leipertz [2001] wurden die Unsicherheiten mit bis zu 23 % angegeben.

2.4.3 Frequenzscan-Methode

Ein weiterer Ansatz der FRS Datenaufnahme und -analyse ist die von Forkey [1996] vorgestellte Frequenzscan-Methode der gefilterten Rayleigh-Streuung (FSM-FRS), die im Mittelpunkt dieser Arbeit stehen soll. Im Gegensatz zur oben beschriebenen Vorgehensweise der Quotientenmethode verfolgt die FSM-FRS nicht den Ansatz der Parameterreduktion. In erster Linie ist das Ziel der Methode, die unbekannten Parameter aus Gleichung (2.23) direkt aus den Messdaten ohne einschränkende Annahmen zu ermitteln. Die Frequenzscan-Methode eignet sich zur Untersuchung stationärer bzw. periodischer Strömungsvorgänge oder zur Messung zeitlich gemittelter Größen. Aufgrund ihres Messprinzips ist die Methode prinzipiell in der Lage sowohl die Kalibrierungs- als auch die Strömungsparameter simultan zu ermitteln. In Forkey et al. [1996] und Boguszeko und Elliott [2005a] wurde die Methode jeweils in einem Freistrahlexperiment erfolgreich zum Einsatz gebracht.

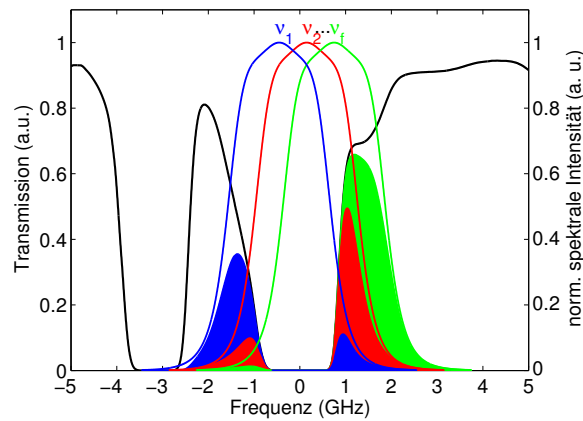


Abbildung 2.15: Frequenzscan-Methode: Die Frequenz des Lasers wird n -Mal entlang des Transmissionsprofils des molekularen Filters verstimmt.

Der prinzipielle Aufbau eines FSM-FRS-Experiments unterscheidet sich nicht von dem der Quotientenmethode (vgl. Abbildung 2.14). Anhand von Abbildung 2.15 soll das Prinzip der Frequenzscan-Methode dargelegt werden. Die Frequenz des Lasers wird entlang der Absorptionslinie des molekularen Filters verstimmt. Für einen stationären Prozess bzw. im zeitlichen Mittel, bleibt die spektrale Form der Rayleigh-Streuung für alle Scanfrequenzen erhalten. Die FRS-Streulichkeitsintensität hingegen, die sich aus den spektralen Komponenten der Rayleigh-Streuung, welche den molekularen Filter passieren, zusammensetzt, verändert sich mit der Frequenz. Wenn nun zu jedem Frequenzschritt ein Datenbild erzeugt wird, resultiert dies in Intensitätsspektren in jedem Bildpunkt der

Kamera, die gemäß des Ausdrucks

$$S_{ijf}(X,Y,\nu_{0,f}) = R_{ij}I_0 \left(n_{ij} \left[\sum_k \chi_k \sigma_{FRS,ij,k}(X,Y) \right]_f + B_{0,ij} \tau(\nu_{0,f}) + \dots \right. \\ \left. B_{ij} \tau(\nu_{0,f} + \Delta\nu_{ij}) + C_{t,ij} \right) + C_{ij} . \quad (2.26)$$

beschrieben werden können. Der Index f bezeichnet den jeweiligen Frequenzschritt. Den unbekannten Kalibrierungsparametern R , B_0 , B , C_t und C sowie den Strömungsgrößen p , T und $\Delta\nu$ stehen somit f gemessene Kameraintensitäten S in jedem Bildpunkt ij gegenüber. Dabei wird die Anzahl der Scanfrequenzen so gewählt, dass sie die der unbekannten Parameter übersteigt. Der Ausdruck repräsentiert somit ein überbestimmtes Gleichungssystem, welches mit numerischen Methoden gelöst werden kann.

Die simultane Bestimmung aller unbekannten Parameter aus einer einzelnen Messung ist zwar wünschenswert, jedoch steigt mit der Anzahl der Parameter auch die Unsicherheit für jede der zu bestimmenden Größen [Vetterling et al., 1992]. Um die Unsicherheiten bei der Bestimmung der Strömungsparameter so gering wie möglich zu halten, soll im Rahmen dieser Arbeit die Ermittlung der Kalibrierungsparameter, wenn möglich, von der Messung der Strömungsparameter entkoppelt werden. Im Allgemeinen können die Parameter R , B_0 und C_t , da unabhängig von der zu untersuchenden Strömung, aus einem Referenzdatensatz bei bekannten Strömungsparametern ermittelt werden. C ist durch eine Aufnahme des Bildbereichs bei ausgeschaltetem Laser bestimmt. Der Parameter B hingegen, welcher die Anteile der Mie-Streuung durch der Strömung folgende Partikel an der Gesamtintensität beschreibt, kann nicht mittels einer Referenzmessung bestimmt werden. Da die Kalibrierungsparameter R , B_0 und C_t bei der Beschreibung der jeweiligen Intensitätsanteile in Gleichung (2.26) linear eingehen, kann dazu eine sogenannte General-Least-Squares-Berechnungsroutine [Vetterling et al., 1992] verwendet werden. Für die weitere Analyse der unter Betriebsbedingungen gewonnenen Daten wird ein nichtlinearer Levenberg-Marquardt-Algorithmus [Vetterling et al., 1992] auf jedes Intensitätsspektrum angewendet.

Im Folgenden soll der Einfluss der Strömungsgrößen auf das Messsignal der Frequenzscan-Methode untersucht werden. In Abbildung 2.16 wurden FSM-FRS-Intensitätsspektren bei einer Variation des Drucks (a), der Temperatur (b) und der Dopplerverschiebung (c) für einen Wellenzahlbereich von $0,04 \text{ cm}^{-1}$ (ca. 1,2 GHz), welcher dem Scheitel der Transmissionskurve der Jodlinie (vgl. Abbildung 2.13a) entspricht, für Luft simuliert. Dabei wurde nur der erste, die Rayleigh-Streuung repräsentierende Term aus Glei-

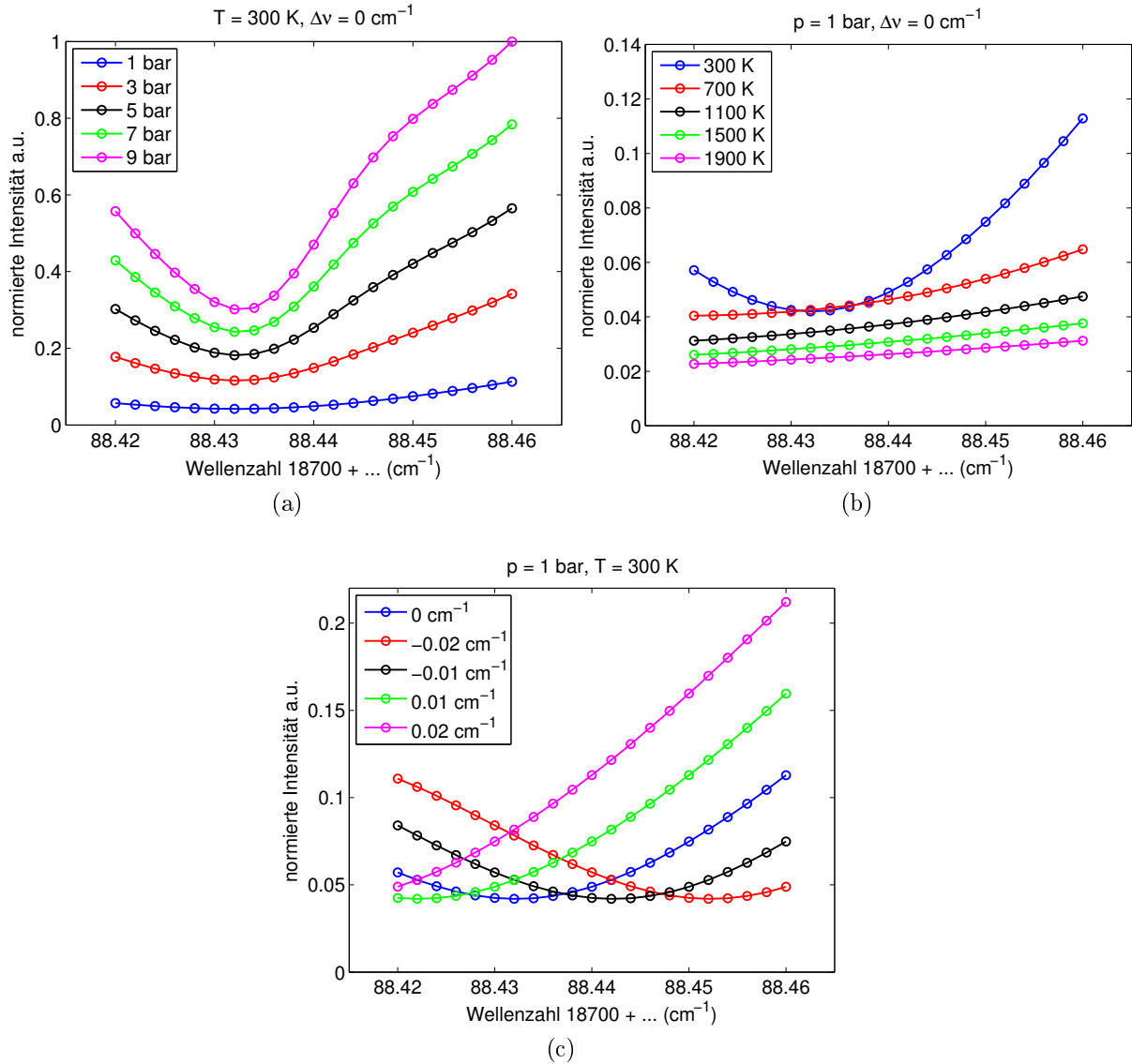


Abbildung 2.16: Simulation von FSM-FRS-Intensitätsspektren bei Variation des Drucks (a), der Temperatur (b) und der Dopplerverschiebung (c)

chung (2.26) in der Simulation berücksichtigt. Jeder der drei Strömungsparameter wurde einzeln über einen weiten Bereich variiert, während die anderen beiden konstant gehalten wurden. Wie bereits in Abschnitt 2.4.1 angedeutet, werden die FRS-Intensitäten sehr stark von der Form des Absorptionsprofils des verwendeten molekularen Filters beeinflusst. Aus diesem Grund sind die hier getroffenen Aussagen nur qualitativ auf andere Filterlinien übertragbar.

Wie in Abbildung 2.16a zu sehen, unterscheiden sich die FSM-FRS-Intensitätsspektren für eine Steigerung des Drucks erheblich in ihrer Form. Die spektrale Intensität des

Rayleigh-Streulichtspektrums wird durch die Zunahme des Drucks, weg von den Flanken, hin zu den sich immer stärker ausbildenden Brillouin-Peaks, umverteilt (vgl. Abbildung 2.12a). Aus diesem Grund wird bei den Wellenzahlen nahe des Absorptionsminimums mit zunehmendem Druck mehr Rayleigh-Streuung absorbiert, während zu den Flanken hin die Intensitätszunahme an Steilheit gewinnt.

Abbildung 2.16b zeigt FSM-FRS-Intensitätsspektren für eine Variation der Temperatur von 300 bis 1900 K. Über den gesamten Wellenzahlbereich führt eine Zunahme der Temperatur zu einer Abnahme der Rayleigh-Intensität, wobei im Bereich des Scheitels der Absorptionslinie für Temperaturen bis etwa 700 K der Zusammenhang zwischen Temperatur und Intensität nicht mehr eindeutig ist. Je weiter die Temperatur ansteigt, desto flacher wird die Kurvenform des entsprechenden FSM-FRS-Intensitätsspektrums, da durch die zunehmende Verbreiterung des Rayleigh-Streulichtspektrums (vgl. Abbildung 2.12b) die Empfindlichkeit des Messsignals auf die Form der Absorptionskennlinie des molekularen Filters abnimmt. Dies führt in Konsequenz für hohe Temperaturen zu einer reduzierten Empfindlichkeit auf Temperaturänderungen.

In Abbildung 2.16c wurde der Einfluss der Dopplerverschiebung auf die FSM-FRS-Intensitätsspektren untersucht. Wie bereits in den Abschnitten 2.3.3 und 2.4.1 beschrieben, führt die Dopplerverschiebung nicht zu einer Formänderung der spektralen Verteilung der Rayleigh-Streuung, sondern verschiebt das Spektrum entsprechend ihres Vorzeichens zu höheren oder niedrigeren Wellenzahlen. Dies führt bei Dopplerverschiebungen mit negativem Vorzeichen zu einer erhöhten Intensität links des Scheitels des Transmissionsminimums, während positive Dopplerverschiebungen die Intensität auf der rechten Seite steigern. Dabei fällt die Intensitätszunahme für negative Dopplerverschiebungen aufgrund der Doppellinienstruktur der Absorptionskennlinie geringer aus. Für bestimmte Frequenzen ist auch hier der Zusammenhang zwischen Intensität und Dopplerverschiebung nicht eindeutig.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass trotz einzelner Überschneidungen für bestimmte Wellenzahlen, für jede Variation der Strömungsparameter ein eindeutiger Zusammenhang zwischen FSM-FRS-Intensitätsspektrum und variiertem Parameter besteht. Diese Eindeutigkeit ist bei Ein-Frequenz-Ansätzen wie der Quotientenmethode nicht unbedingt gegeben. Des Weiteren ist die Frequenzscan-Methode durch die zusätzlich zur zeitlichen Mittelung durchgeführte Frequenzmittelung, wesentlich unempfindlicher gegenüber Stör- und Rauscheffekten.

2.4.4 Kombination der Methoden

Die Übertragung der aus einem Referenzdatensatz bestimmten Kalibrierungsparameter setzt voraus, dass sich diese von Beginn der Referenzmessung bis zum Abschluss des eigentlichen Versuchs nicht verändern. Insbesondere bei Messungen, die längere Zeiträume in Anspruch nehmen, kann diese Annahme im Hinblick auf den Kalibrierungsparameter R größere Messunsicherheiten verursachen. Als Teil des die FRS-Intensität repräsentierenden ersten Terms der rechten Seite von Gleichung (2.23) hat dieser Parameter großen Einfluss auf die Bestimmung der Strömungsgrößen. Schon eine geringe Änderung der Strahllage auf dem Weg des Laserlichts hin zum Messort, beispielsweise durch thermische Effekte im Laser oder in der Strahlführung, kann, bedingt durch das Aufweiten des Laserstrahls zu einem zweidimensionalen Lichtband, die Verteilung der Intensität im Lichtschnitt merklich verändern. Diese neue Intensitätsverteilung wird im R der Referenzmessung nicht berücksichtigt. Die weitere Verwendung dieses R -Wertes in der Datenanalyse führt somit zu einer Erhöhung der Messunsicherheiten.

Ein möglicher Lösungsweg ist die Kombination der beiden vorgestellten Ansätze der Datenaufnahme und -analyse. Die Frequenzscan-Methode soll analog zur Quotientenmethode dahingehend modifiziert werden, dass, durch geschicktes normieren der aufgenommenen Intensitätsspektren, die Datenanalyse von R_{ij} unabhängig wird. Dazu werden im ersten Schritt alle Hintergrundterme, die Anteile aus Mie- und geometrischer Streuung repräsentieren, aus Gleichung (2.26) eliminiert. Durch Beschränkung der Scanfrequenzen auf einen Bereich ausreichender optischer Dichte des molekularen Filters können die Anteile des schmalbandigen elastischen Untergrunds vernachlässigt werden. Die sonstigen Hintergrundanteile C_{ij} können separat gemessen werden. Die laserabhängigen Anteile des Untergrunds $C_{t,ij}$, die beim Durchgang durch die Detektoroptik entstehen, sind analog zu R_{ij} von der Verteilung der Intensität im Lichtschnitt abhängig. Aus diesem Grund müssen diese Anteile weiterhin in der Modellierung der Gesamtintensität belassen werden. Eine Vorgehensweise zu deren Behandlung wird in Abschnitt 4.2.2 diskutiert. Somit reduziert sich Gleichung (2.26) zu

$$S_{ijf}(X,Y,\nu_{0,f}) = R_{ij}I_0 \left(n_{ij}\sigma \left[\sum_k \chi_k \sigma_{FRS,ij,k}(X,Y) \right]_f + C_{t,ij} \right). \quad (2.27)$$

Durch Normierung des Ausdrucks auf den arithmetischen Mittelwert $\langle S_{ij} \rangle$, gebildet über

alle Scanfrequenzen eines Messdatensatzes, wird Gleichung (2.27) zu

$$Q_{ijf}(X,Y,\nu_{0,f}) = \frac{S_{ijf}}{\langle S_{ij} \rangle} = \frac{n_{ij} [\sum_k \chi_k \sigma_{FRS,ij,k}(X,Y)]_f + C_{t,ij}}{n_{ij} \frac{1}{F} \sum_{f=1}^F [\sum_k \chi_k \sigma_{FRS,ij,k}(X,Y)]_f + C_{t,ij}}. \quad (2.28)$$

Der Ausdruck ist unabhängig von R_{ij} und kann analog zu Gleichung (2.26) zur simultanen Ermittlung der Strömungsgrößen Druck, Temperatur und Dopplerverschiebung verwendet werden.

2.4.5 Auswerteprozedur und Sensitivitätsanalyse

Da der Schwerpunkt dieser Arbeit auf der Frequenzscan-Methode bzw. auf der von ihr abgeleiteten kombinierten Methode liegt, wird die Quotientenmethode in die folgende Analyse nicht mit einbezogen. Wie bereits in Abschnitt 2.4.3 erwähnt, wird für die Ermittlung der Kalibrierungsparameter R , B_0 und C_t für die Frequenzscan-Methode bzw. C_t für die kombinierte Methode ein General-Least-Squares-Berechnungsverfahren verwendet. Die Strömungsgrößen p , T und $\Delta\nu$ werden mittels eines Levenberg-Marquardt-Algorithmus bestimmt. Beide Methoden sind gradientenbasiert und versuchen durch die Modifikation der freien Parameter einer zugrundeliegenden Modellfunktion, die resultierenden Fehlerquadrate zwischen Modellfunktion und gemessenen Daten zu minimieren. Während die General-Least-Squares-Methode ein lineares Gleichungssystem numerisch löst, versucht die Levenberg-Marquardt-Methode ein lokales Minimum in einem mehrdimensionalen Parameterraum zu finden, wobei die Größe des Parameterraums von der Anzahl zu ermittelnden Größen bestimmt ist. Die Parameter werden dabei in mehreren Schritten so lange angepasst, bis eines oder mehrere zu definierende Konvergenzkriterien erfüllt werden. Die Unsicherheit, Sinnhaftigkeit und Eindeutigkeit der Lösung hängt dabei zum einen von der Anzahl der Datenpunkte und zum anderen von sinnvoll zu wählenden Startwerten bzw. deren Einschränkung auf einen bestimmten Wertebereich ab [Vetterling et al., 1992].

Aufgrund der langen Mittelungsdauer, die einem FSM-FRS-Datensatz zugrunde liegt, kann die nachfolgende Untersuchung nur schwer auf Grundlage experimenteller Daten erfolgen. Stattdessen soll der Einfluss der beiden genannten Kriterien auf die Stabilität des implementierten Levenberg-Marquardt-Auswertealgorithmus und somit auf die Qualität der Lösung mittels einer sogenannten Monte-Carlo-Simulation [Vetterling et al., 1992] erfolgen. Grundlage des Verfahrens bildet ein mittels der Modellgleichungen (2.26) bzw.

(2.28) numerisch generierter Datensatz. Dieser wird mit normalverteiltem Rauschen versehen, um einen real gemessenen Datensatz zu simulieren. Dabei kann die Festlegung der Amplitude des Rauschens auf Grundlage der eigentlichen Datenauswertung erfolgen. Der verwendete Levenberg-Marquardt-Auswertealgorithmus basiert auf der Methode der kleinsten Fehlerquadrate [Vetterling et al., 1992]:

$$\chi^2 = \sum_f (S_{f,Mod}(\nu_{0,f}) - S_{f,Mess}(\nu_{0,f}))^2. \quad (2.29)$$

$S_{f,Mod}$ sind die mittels der Modellfunktionen aus Gleichung (2.26) bzw. (2.28) für jeden Frequenzschritt f berechneten Grauwerte, $S_{f,Mess}$ sind die entsprechenden Messwerte. Die χ^2 spiegeln die Güte der Ausgleichsrechnung wider und können als Maß für die Datenqualität bzw. das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) herangezogen werden. Aus Gründen der Anschaulichkeit wird mit

$$Rs = \sqrt{\frac{\chi^2}{\sum_f S_{f,Mess}^2}} \quad (2.30)$$

ein relatives Residuum definiert. Bei typischen SNR im Bereich von 40 und 50 dB (siehe Abschnitt 3.2.4) liegen die Werte für das relative Residuum zwischen 0,3 und 0,5 %. Dementsprechend wird die Amplitude des normalverteilten Rauschens für die nachfolgenden Untersuchungen zu 0,5 % der mittleren Intensität über alle Scanfrequenzen gesetzt.

Um die Anzahl der Datenpunkte zu erhöhen, kann die Schrittweite zwischen zwei aufeinanderfolgenden Scanfrequenzen reduziert werden. Des Weiteren bietet die Doppellinienstruktur der verwendeten Jodlinie die Möglichkeit, Messungen an den zwei benachbarten Scheiteln der Absorptionslinie durchzuführen. Abbildung 2.17 zeigt die Kennlinie eines Jodfilters mit einer Sättigungstemperatur von 70 °C (siehe Abschnitt 3.3) in logarithmischer Skalierung. Um unabhängig von starken laseriduzierten Störlichtkomponenten zu sein, sollen im Rahmen dieser Arbeit im Allgemeinen nur Scanfrequenzen mit entsprechenden Transmissionswerten $< 10^{-5}$ gewählt werden. Trotz dieser Einschränkung stehen für diese Jodlinie Scanfrequenzen an beiden Minima der Doppellinie zur Verfügung.

Um nun den Einfluss der Anzahl der Datenpunkte auf den Levenberg-Marquardt-Algorithmus zu untersuchen, wurden entsprechend der oben beschriebenen Vorgehensweise mittels der beiden Modellfunktionen für $p_0 = 1$ bar, $T_0 = 300$ K und $\Delta\nu_0 =$

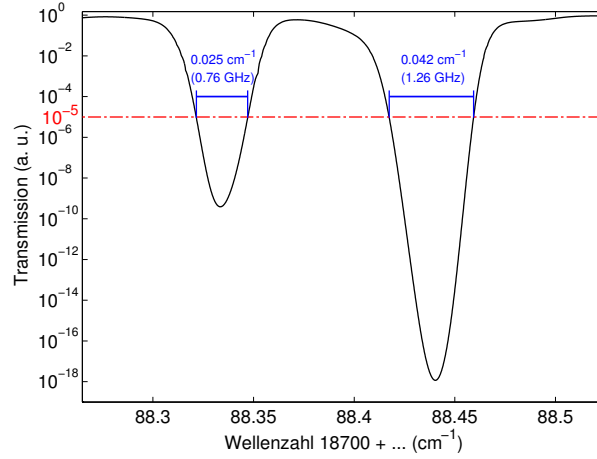


Abbildung 2.17: Transmissionsprofil des molekularen Filters mit $T_{sat} = 70\text{ °C}$ in logarithmischer Skalierung. Die Verwendete Doppellinie ermöglicht Messungen an den beiden benachbarten Scheiteln. Um Mie- und geometrische Streuung zu unterdrücken, werden die Scanbereiche (blau) auf Transmissionen $< 10^{-5}$ beschränkt.

100 MHz simulierte Datensätze generiert. Die Wellenzahlaufösung Δk wurde von 0,0005 bis $0,005\text{ cm}^{-1}$ variiert. Im nächsten Schritt versuchte die Auswerteroutine durch die simultane Anpassung der Parameter p , T und $\Delta\nu$ den zur Erzeugung des Datensatzes verwendeten Parametersatz zu rekonstruieren. Diese Prozedur wurde für jede Variation der Wellenzahlaufösung 1000-mal wiederholt und mit statistischen Methoden bewertet.

Abbildung 2.18 zeigt die Ergebnisse der Analyse. Dargestellt ist die relative Standardabweichung [JCGM, 2008a]

$$\frac{\sigma_P}{P_0} = \frac{\sqrt{\frac{1}{1000-1} \sum_{i=1}^{1000} (P_i - P_0)^2}}{P_0}, \quad (2.31)$$

mit σ_P als der einfachen Standardunsicherheit bezogen auf den Mittelwert P_0 . Das Konfidenzniveau liegt somit unter Annahme normalverteilter Zufallsvariablen P für das Konfidenzintervall $\pm 1\sigma_P$ bei 68 %. P steht dabei für den jeweiligen betrachteten Strömungsparameter Druck p , Temperatur T oder Dopplerverschiebung $\Delta\nu$. Die relative Standardabweichung kann in diesem Zusammenhang als ein Maß für die statistische Unsicherheit bei der Bestimmung des jeweiligen Parameters angesehen werden. Sie gibt gleichzeitig Aufschluss über die relative Empfindlichkeit der Frequenzscan-Methode und der kombinierten Methode auf die drei Strömungsgrößen.

Für Temperatur und Dopplerverschiebung unterscheiden sich die Werte der relati-

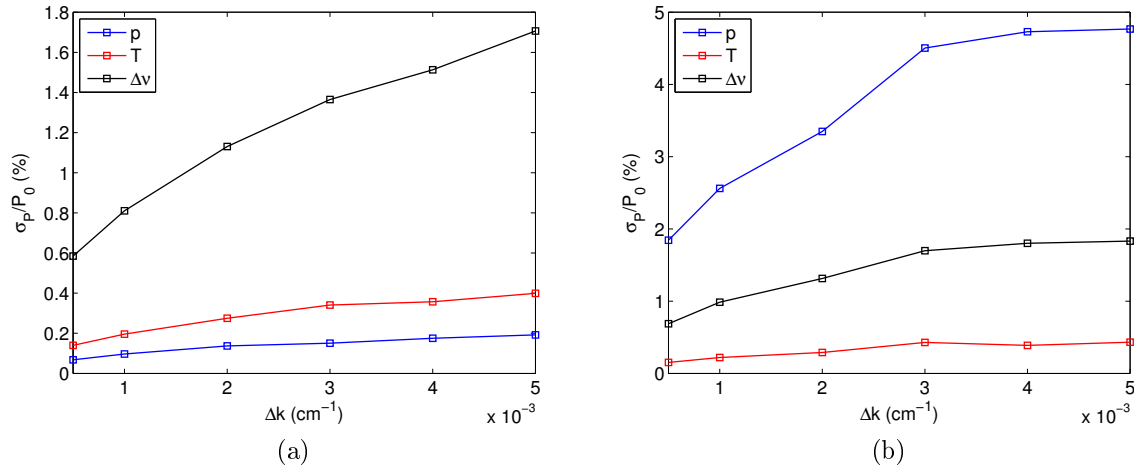


Abbildung 2.18: Relative Standardabweichung für den $pT\Delta\nu$ -Fit über der Variation der Schrittweite für Druck (blau), Temperatur (rot) und Dopplerverschiebung (schwarz) bei Auswertung mittels der Frequenzscan-Methode (a), bei Auswertung mittels der kombinierten Methode (b).

ven Standardabweichung im Vergleich der beiden Methoden kaum und liegen zwischen $\sigma_T/T_0 = 0,15$ % und $\sigma_{\Delta\nu}/\Delta\nu_0 = 0,6$ % für das niedrigste und $\sigma_T/T_0 = 0,4$ % und $\sigma_{\Delta\nu}/\Delta\nu_0 = 1,8$ % für das höchste Δk . Während die relative Standardabweichung des Drucks der Frequenzscan-Methode für alle Δk unter 0,2 % beträgt, steigen die entsprechenden Werte für die kombinierte Methode um mehr als eine Größenordnung. Dies soll am Ende dieses Abschnitts ausführlich diskutiert werden. Dennoch ist festzuhalten, dass eine Verringerung der Wellenzahlaufösung und somit die Erhöhung der Anzahl der Datenpunkte mit einer Reduzierung der relativen Standardabweichung und folglich der statistischen Unsicherheit bei der Ermittlung der Strömungsparameter für beide Auswertemethoden einhergeht.

Um das zweite Kriterium, den Einfluss der Startwerte auf die Stabilität der Auswertung und die Qualität der Lösung zu untersuchen, wurde wiederum entsprechend der oben skizzierten Vorgehensweise ein simulierter Datensatz mit $p_0 = 1$ bar, $T_0 = 300$ K und $\Delta\nu_0 = 100$ MHz erzeugt. Mit $0,002$ cm⁻¹ wurde dazu eine einem typischen Messdatensatz entsprechende Wellenzahlaufösung gewählt. Vor Beginn der Ausgleichsrechnung wurden die Startwerte mit einer Abweichung versehen, die in mehreren Schritten von 10 bis 70 % der Originalwerte für Druck, Temperatur und Dopplerverschiebung variiert wurde. Für jeden dieser Schritte wurde der Algorithmus unter Anpassung der Strömungsparameter p , T und $\Delta\nu$ 1000-mal ausgeführt.

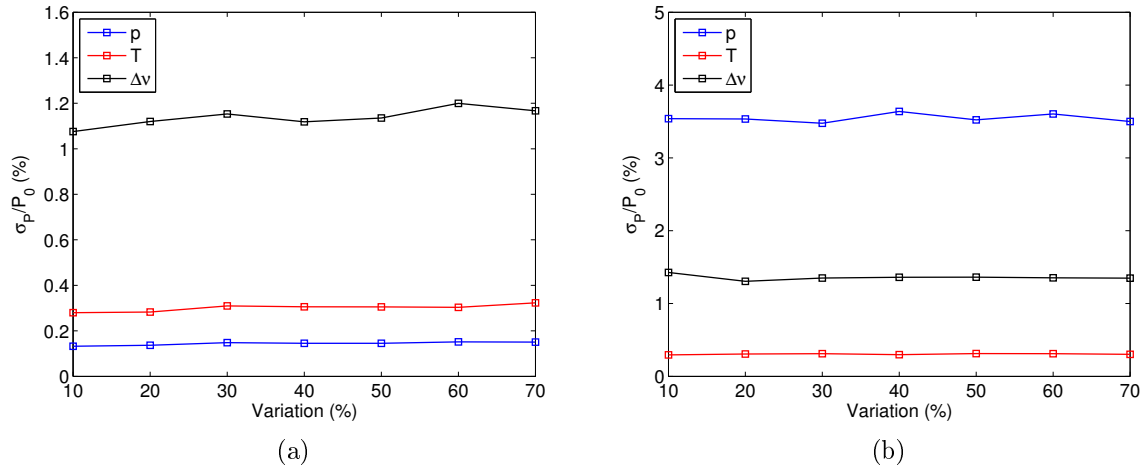


Abbildung 2.19: Relative Standardabweichung für den $pT\Delta\nu$ -Fit über der Variation des Originalparametersatzes für Druck (blau), Temperatur (rot) und Dopplerverschiebung (schwarz) bei Auswertung mittels der Frequenzscan-Methode (a), bei Auswertung mittels der kombinierten Methode (b).

Die Ergebnisse der Analyse sind in Abbildung 2.19 für die Frequenzscan-Methode und die kombinierte Methode im Vergleich zu sehen. Die relative einfache Standardunsicherheit σ_P/P_0 der Strömungsgrößen ist über der Variation der Startwerte der Ausgleichsrechnung aufgetragen. Die Variation der Startwerte hat für beide Auswertemethoden nahezu keinen Einfluss auf das Niveau der relativen Standardabweichungen. Die gefundenen Werte entsprechen denen der vorhergehenden Schrittweisenanalyse für $\Delta k = 0,002 \text{ cm}^{-1}$. Die Variation der Startwerte beeinflusst somit weder die Stabilität des Algorithmus, noch die Güte der Lösung.

Als letztes wurde anhand der relativen Standardabweichung der Einfluss einer Variation der drei Strömungsgrößen über weite Bereiche auf deren Parameterunsicherheiten untersucht. Dazu wurden verschiedene Datensätze entsprechend der oben beschriebenen Vorgehensweise erzeugt. Die Wellenzahlaufösung wurde für alle Datensätze zu $0,002 \text{ cm}^{-1}$ gewählt. Im ersten Fall wurde der Druck von 0,5 bis 9,5 bar bei $T_0 = 300 \text{ K}$ und $\Delta\nu_0 = 100 \text{ MHz}$ verändert. Für die Untersuchung der Parameterunsicherheiten in Abhängigkeit der Temperatur wurde diese in einem Bereich von 250 bis 2000 K bei $p_0 = 1 \text{ bar}$ und $\Delta\nu_0 = 100 \text{ MHz}$ variiert. Schließlich wurde analog die Dopplerverschiebung von -500 bis 500 MHz bei $p_0 = 1 \text{ bar}$ und $T_0 = 300 \text{ K}$ angepasst. Für jeden neuen Strömungsparameter wurde die Ausgleichsrechnung unter gleichzeitiger Anpassung von p , T und $\Delta\nu$ 1000-mal ausgeführt.

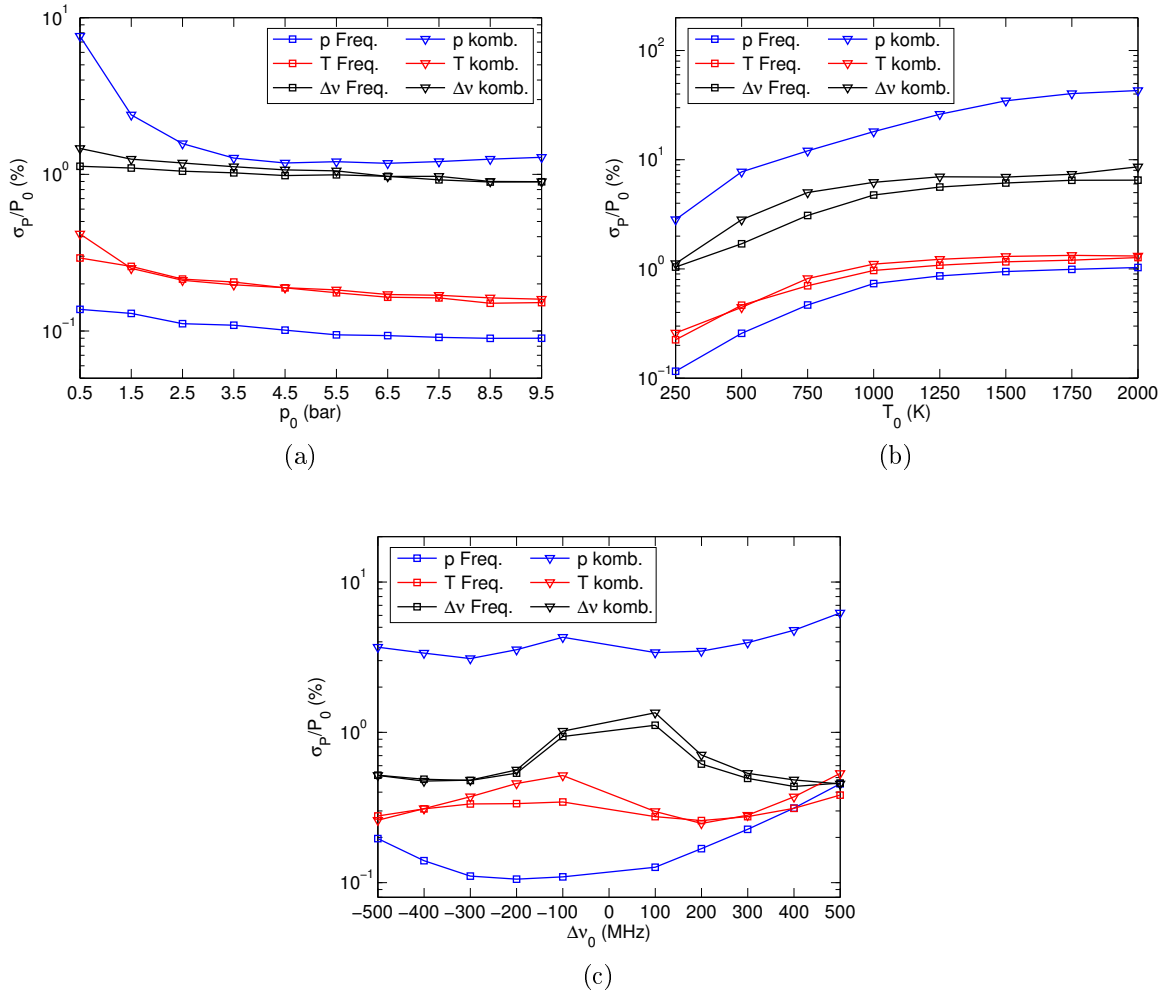


Abbildung 2.20: Vergleich der relativen Standardabweichungen der Strömungsgrößen p (blau), T (rot) und $\Delta\nu$ (schwarz) bei Variation des Drucks (a), der Temperatur (b) und der Dopplerverschiebung (c) aus Frequenzscan- (\square) und kombinierter Methode (∇).

Abbildung 2.20 sind die Ergebnisse der Untersuchung zusammengefasst. Für Temperatur und Dopplerverschiebung unterscheiden sich die Niveaus der relativen Standardabweichung aus Frequenzscan- und kombinierter Methode nur geringfügig, wobei letztere leicht erhöht sind. Für den Druck hingegen liegen die Ergebnisse der kombinierten Methode um mehr als eine Größenordnung oberhalb der entsprechenden Vergleichswerte der Frequenzscan-Methode. Während die Erhöhung des Drucks in Abbildung 2.20a für alle Strömungsgrößen mit einer Absenkung der relativen Standardabweichung einhergeht, hat die Steigerung der Temperatur in Abbildung 2.20b den umgekehrten Effekt zur Folge. Bis auf den starken Abfall von σ_p/p_0 der kombinierten Methode im Bereich von 0,5 bis 2,5 bar verringert sich die relative Standardabweichung mit steigendem Druck insgesamt nur wenig. Demgegenüber führt der Anstieg der Temperatur für alle Strömungsgrößen zu einer erheblichen Steigerung der relativen Standardabweichung und damit der statistischen Unsicherheit. Die Variation der Dopplerverschiebung in Abbildung 2.20c hat über den betrachteten Parameterbereich geringen Einfluss auf die relative Standardabweichung der Temperatur beider Auswertemethoden und des Drucks der kombinierten Methode. Für die σ_p/p_0 der Frequenzscan-Methode hingegen ist zwischen 100 und 500 MHz ein starker Anstieg zu verzeichnen. Die relative Standardabweichung der Dopplerverschiebung ist zwischen -500 und -200 MHz bzw. 200 und 500 MHz für beide Auswertemethoden nahezu konstant, steigt dann aber hin zu niedrigeren Absolutwerten von $\Delta\nu_0$ an.

Beim Vergleich der relativen Standardabweichungen aus der Variation der drei Strömungsgrößen sind vor allem zwei Aspekte hervorzuheben und zu diskutieren: zum ersten die erhöhte statistische Unsicherheit bei der Bestimmung der Dopplerverschiebung; zum zweiten die erhöhten Unsicherheiten der kombinierten Methode im Vergleich zur Frequenzscan-Methode im Allgemeinen und bezüglich des Drucks im Speziellen. Der erste Aspekt ergibt sich aus der relativen Breite des Rayleigh-Streuspektrums. Diese beträgt einige Gigahertz, wohingegen die Absolutwerte der zu bestimmenden Dopplerverschiebung um eine bis zwei Größenordnungen niedriger im Megahertz-Bereich liegen. Eine Erhöhung der Temperatur führt zu einer weiteren Verbreiterung der spektralen Verteilung des Rayleigh-Streulichts, was in Konsequenz eine weitere Steigerung der statistischen Unsicherheit bei der Bestimmung der Dopplerverschiebung zur Folge hat.

Der zweite Aspekt liegt in der Normierungsprozedur aus Gleichung (2.28) begründet. Ein substantieller Teil der Drucksensitivität der Messmethode wird durch die Teilchendichte bedingt. Wenn nun die Gesamtintensitäten eines Frequenzscans durch ihr arithmetisches Mittel geteilt werden, wird der Einfluss der Teilchendichte signifikant reduziert.

Dies hat zur Folge, dass die Druckempfindlichkeit des Messsignals nur noch aufgrund von Änderungen des spektralen Profils der Rayleigh-Streuung, welche mit dem Druck assoziiert sind, generiert wird. Dasselbe gilt in geringerem Maße auch für die Temperaturempfindlichkeit, was die leicht erhöhten Unsicherheiten bei der Bestimmung der Temperatur mittels der kombinierten Methode im Vergleich zur Frequenzscan-Methode erklärt.

Mittels der obigen Analysen wurden verschiedene Einflussfaktoren und deren Auswirkungen auf die statistische Unsicherheit bei der Bestimmung von Druck, Temperatur und Dopplerverschiebung charakterisiert. Dabei wurde für die Untersuchungen bewusst der Fall der gleichzeitigen Bestimmung aller Strömungsgrößen gewählt, um theoretische Untergrenzen der statistischen Unsicherheit für p , T und $\Delta\nu$, basierend auf dem Messprinzip und der Auswerteprozedur der FSM-FRS-Messtechnik, zu bestimmen. Zusammenfassend führt eine Erhöhung der Anzahl der Scanfrequenzen zu einer Reduktion der statistischen Unsicherheit aller Messgrößen. In diesem Zusammenhang muss eine Abwägung zwischen gewünschter Messgenauigkeit einerseits und der tolerierbaren Messdauer andererseits stattfinden; eine beliebige Reduzierung der Wellenzahlauflösung ist unter anderem aus diesem Grunde nicht praktikabel. Der für die vorangegangenen Analysen verwendete Wert von $0,002\text{ cm}^{-1}$ hat sich als guter Kompromiss erwiesen. Die geeignete Wahl der Startwerte hat auf die Stabilität der Ausgleichsrechnung aufgrund des eingeschränkten Parameterraums keinerlei Einfluss. Durch die Variation der Strömungsgrößen Druck, Temperatur und Dopplerverschiebung in einer ausgedehnten Parameterstudie konnte die statistische Unsicherheit bei deren Bestimmung für die angenommene Datenqualität mittels der Frequenzscan-Methode bzw. der kombinierten Methode charakterisiert werden.

2.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die Grundlagen der FRS-Messtechnik, erweitert um die Frequenzscan-Methode (FSM-FRS), diskutiert. In Abschnitt 2.1 wurde das physikalische Phänomen der Rayleigh-Streuung im Bereich der molekularen Lichtstreuung als elastischer Streuprozess eingeordnet. Der für viele technische Strömungen relevante Anwendungsfall von Lichtstreuung in Luft wurde dabei näher betrachtet. Aus der Analyse der Streuquerschnitte folgte für die angenommene Streugeometrie, dass $\sim 97\%$ der laserinduzierten Molekülstreuung auf die Rayleigh-Streuung entfallen. Die verbleibenden $\sim 3\%$ wurden der depolarisierten Rotationsramanstreuung zugeordnet.

Die Modellierung der spektralen Verteilung der Rayleigh-Streuung als zentraler Bestandteil des FRS-Messverfahrens wurde in Abschnitt 2.2 diskutiert. Nach einigen allgemeinen Betrachtungen zur spektralen Form der Rayleigh-Streuung und der zugrundeliegenden thermischen Molekularbewegung in Abschnitt 2.2.1 wurde das S6-Modell nach Tenti et al. [1974] in Abschnitt 2.2.2 vorgestellt. Das Modell hat sich als Standard für die Beschreibung der spektralen Form der Rayleigh-Streuung etabliert. In diesem Zusammenhang wurden in Abschnitt 2.2.3 Nachteile und Grenzen des S6-Modells angesprochen und mögliche Alternativen aufgezeigt.

In Abschnitt 2.3 wurde das zugrundeliegende Prinzip des FRS-Messverfahrens dargestellt. Um die Idee des molekularen Filterns zu motivieren, wurde in Abschnitt 2.3.1 die hervorragende Filterwirkung der Absorptionszelle mittels der Unterdrückung eines direkten Wandreflexes demonstriert. Anhand der spektralen Eigenschaften der anregenden Lichtquelle bzw. elastischer Störlichtquellen auf der einen und der Rayleigh-Streuung auf der anderen Seite wurde das Wirkprinzip der FRS-Messtechnik in Abschnitt 2.3.2 erläutert. Die sodann in Abschnitt 2.3.3 formulierte Modellgleichung liefert die Grundlage für die nachfolgenden Betrachtungen bezüglich der Auswertemethodik. Die aus der Literatur bekannte Formulierung wurde dabei um einen weiteren Term ergänzt, um auch Doppler-verschobene Anteile der Mie-Streuung in die Modellierung mit einzubeziehen.

In Abschnitt 2.4 wurde die grundlegende Vorgehensweise bei der Bestimmung der Strömungsgrößen Druck, Temperatur und Dopplerverschiebung aus dem FRS-Messsignal skizziert. Anhand der FRS-Modellgleichung (2.23) wurde in Abschnitt 2.4.1 eine Einordnung der Eingangsgrößen in drei Kategorien vorgenommen: gasspezifische Parameter, versuchsspezifische Parameter und Strömungsparameter. Die verwendeten Absolutwerte und Berechnungsgleichungen für alle gasspezifischen Größen wurden in Tabelle 2.1 zusammengefasst. Des Weiteren wurde der Einfluss der Eingangsgrößen auf die spektrale Form der Rayleigh-Streuung bzw. auf die integrale Streulichtintensität untersucht. Anschließend wurden in den Abschnitten 2.4.2 und 2.4.3 die Quotienten- und die Frequenzscan-Methode zur Bestimmung der Strömungsgrößen aus den gemessenen Streulichtintensitäten vorgestellt. Erstere ist auf die Messung einer Strömungsgröße beschränkt, bietet dafür jedoch die Möglichkeit instationäre Strömungsvorgänge zu untersuchen. Demgegenüber eignet sich die Frequenzscan-Methode nur zur Ermittlung zeitlicher Mittelwerte, allerdings können die Strömungsgrößen Druck, Temperatur und Dopplerverschiebung mit dieser Methode simultan ermittelt werden. Zusätzlich zu diesen aus der Literatur bekannten Auswerteverfahren wurde in Abschnitt 2.4.4 eine Kombination beider Methoden vorgeschlagen. Trotz der wesentlich reduzierten Drucksensitivität

erweist sich diese kombinierte Methode, da unabhängig vom Kalibrierungsparameter R , als wesentlich robuster gegenüber umweltbedingten Störungen des Messaufbaus. Durch die Beschränkung der Scanfrequenzen auf den optisch Dichten Bereich des molekularen Filters mit Transmissionwerten $< 10^{-5}$ sind Frequenzscan- und kombinierte Methode unabhängig von Streuung des Laserlichts an Oberflächen oder großen Partikeln im Messbereich. Als Schwerpunkte dieser Arbeit wurden die Frequenzscan-Methode und die daraus abgeleitete kombinierte Methode in Abschnitt 2.4.5 im Hinblick auf ihre statistische Unsicherheit anhand von Monte-Carlo-Simulationen ausführlich charakterisiert. Mittels einer Parameterstudie bezüglich der Strömungsgrößen konnten die theoretischen Grenzen der Unsicherheit und Empfindlichkeit bei der Bestimmung von Druck, Temperatur und Dopplerverschiebung ermittelt werden.

3 Messsystem

3.1 Prinzipieller Aufbau

Der prinzipielle Aufbau des FSM-FRS-Systems ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Ein geringer Teil des Laserlichts wird mittels einer Single-Mode Faser (smf) in die Wellenlängen Überwachungs- und Kontrolleinheit eingekoppelt und dort als Eingangssignal für die Frequenzstabilisierung verwandt. An dieser Stelle kann der Laserstrahl wahlweise als Freistrahл verwendet oder in eine photonische Kristallfaser (pcf) eingekoppelt werden. Am Faserausgang befindet sich ein Glan-Thompson-Polarisator (gt) und ein Raumfilter (rf) zur Filterung der Mantelmoden der Faser. Ein Teil des Laserlichts wird zur Überwachung der Laserleistung aus dem Hauptstrahl anhand einer Glasplatte auf eine rotierende Streuscheibe (rss) gerichtet und durch eine Sammellinse (sl) auf eine Photodiode (pd) gelenkt. Anschließend wird der Laserstrahl mittels einer Licht-

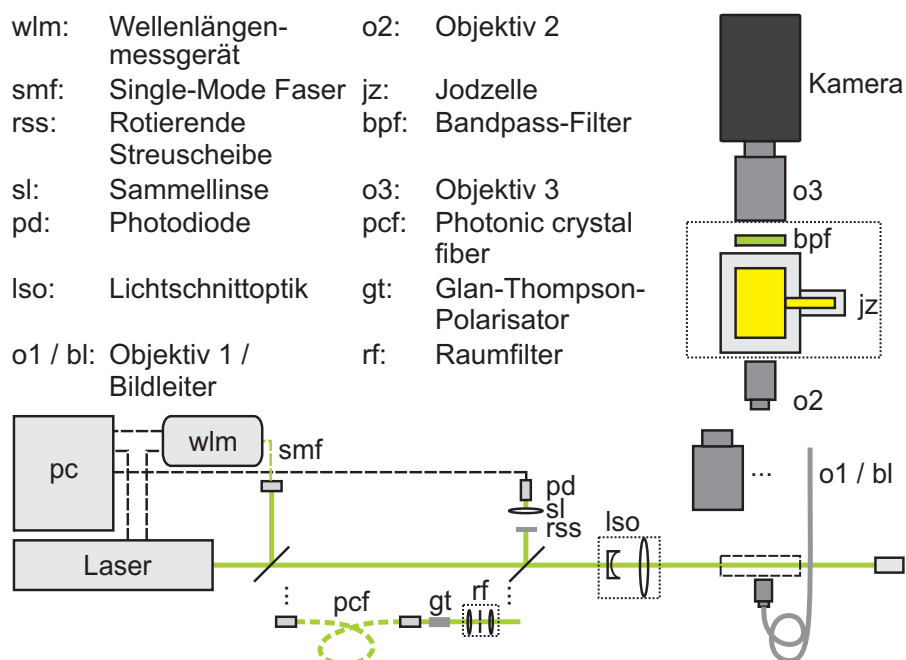


Abbildung 3.1: Prinzipieller Aufbau eines FSM-FRS-Systems

Ausgangsleistung	$\leq 5 \text{ W} \pm 1 \%$
Wellenlänge	532 nm
Strahldurchmesser	$2,25 \text{ mm} \pm 10 \%$
Strahldivergenz	$< 0,5 \text{ mrad}$
M^2	$< 1,1$
Polarisation	$> 100:1$, vertikal
Linienbreite	$< 5 \text{ MHz}$
Richtungsstabilität	$< 2 \mu\text{rad}/^\circ\text{C}$

Tabelle 3.1: Spezifikationen des Verdi V5 Lasersystems [Coherent, 2009]

schnittoptik (lso) zu einem Lichtband aufgeweitet und beleuchtet den Messbereich. Das aus dem Messfeld gestreute Licht tritt wahlweise durch ein Objektiv (o1) oder einen Bildleiter (bl) in das Kamerasystem. Zwei Objektive (o2, o3) in Retrostellung bilden die Transferoptik, welche zum einen den Strahlengang parallelisiert und zum anderen das Abbildungsverhältnis der Detektoroptik bestimmt. Zwischen den beiden Objektiven befindet sich der molekulare Filter (jz) und ein Bandpassfilter (bpf) zur Filterung breitbandigen Störlichts und Jodfluoreszenz. Mittels des Objektivs (o3) wird das gefilterte Licht auf dem Kamerasensor fokussiert.

3.2 Komponenten

3.2.1 Laser

Das Messsystem basiert auf einem Coherent Verdi V5 Nd: YVO₄¹ Dauerstrich-Festkörperlaser. Der Laser emittiert Licht bei 532 nm mit einer Bandbreite von unter 5 MHz und einer Ausgangsleistung von bis zu 5 W. In Tabelle 3.1 sind die Spezifikationen des Lasersystems zusammengefasst.

Der Laser bietet drei Möglichkeiten seine Ausgangsfrequenz in einem Bereich von ca. 60 GHz zu verstimmen: ein in die Kavität des Lasers eingesetztes heizbares Etalon für große Frequenzänderungen und zwei piezoelektrische Elemente. Durch Anlegen einer Hochspannung im Bereich von 0 bis 100 V kann die Frequenz über eine Änderung der Resonatorlänge angepasst werden.

Das gesamte Lasersystem besteht aus einem Laserkopf, montiert auf einer wassergekühlten Bodenplatte (18 x 14 x 47 cm³), einem Netzteil (27 x 50 x 50 cm³) und einer

¹Neodymium-doped Yttrium Orthovandate

Kühleinheit. Alle Bauteile wurden auf einen mobilen Lasertisch montiert. Die Kopfplatte ist dabei als optischer Tisch ausgeführt, was zum einen eine leichte Montage des Laserkopfes und zum anderen optische Aufbauten direkt am Strahlausgang des Lasers ermöglicht. Über eine RS-232-Schnittstelle am Netzteil können alle Funktionen des Lasers mittels serieller Kommunikation gesteuert werden.

Die in der Mehrzahl bisheriger Studien verwendeten FRS-Systeme (vgl. Abschnitt 1.2.2) basieren auf schmalbandigen gepulsten Laserlichtquellen mit Bandbreiten von 50 bis 150 MHz. Zwar bieten diese Laser die Möglichkeit, instationäre Strömungsphänomene zu visualisieren und durch kurze Kamerabelichtungszeiten Untergrundstrahlung zu minimieren, allerdings wird in einigen Studien von einem breitbandigen Frequenzuntergrund bei der Verwendung dieser Laserlichtquellen berichtet, der die Absorptionseigenschaften der molekularen Filterung und somit die Unterdrückung von laserinduziertem Störlicht erheblich beeinträchtigt [Forkey, 1996; Kearney et al., 2005; Patton und Sutton, 2013]. Des Weiteren sind diese Systeme oftmals sehr groß, was die Flexibilität und Portabilität der Messtechnik zusätzlich einschränkt. Bei der hier verwendeten Dauerstrich-Laserlichtquelle wurde keine spektrale Verbreiterung der Laserlinie festgestellt. Zudem ist das Lasersystem durch seine kompakte und robuste Bauweise insbesondere für den Einsatz in Prüfstandumgebungen sehr gut geeignet.

3.2.2 Frequenzstabilisierung

In Abbildung 3.2 ist die prinzipielle Anordnung der Frequenzstabilisierung schematisch dargestellt. Der Aufbau basiert auf einem Wavelength Meter WS Ultimate 10 der Firma HighFinesse. Das Gerät ist in der Lage, die Wellenlänge mit einer absoluten Messunsicherheit von 10 MHz zu messen. Ein kleiner Teil des Lichts am Ausgang des Lasers wird in eine Single-Mode Faser eingekoppelt und innerhalb des Geräts auf eine Anordnung von Fizeau-Interferometern abgebildet [Fischer und Kaenders, 2004]. Damit Messungen der Laserfrequenz mit der angestrebten Messunsicherheit durchführbar sind, muss das Gerät in regelmäßigen Abständen kalibriert werden. Dazu wird ein frequenzstabiler He-Ne-Laser zur Vermeidung von Rückreflexen durch einen Faraday-Isolator geleitet, in einen weiteren Single-Mode Wellenleiter eingekoppelt und über einen zusätzlichen Messkanal mit dem Wellenlängenmessgerät verbunden. Die eigentliche Frequenzstabilisierung wurde mittels zweier ineinander verschachtelter Regelschleifen realisiert. Die erste Kontrollschleife nutzt, basierend auf der gemessenen Frequenz als Eingangsgröße,

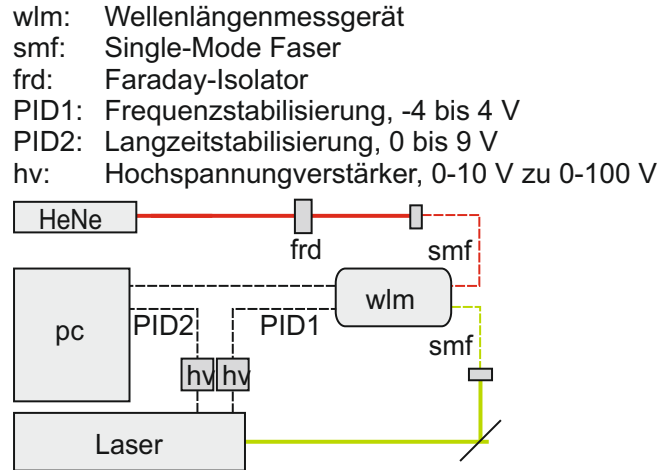


Abbildung 3.2: Prinzipieller Aufbau der Frequenzstabilisierung.

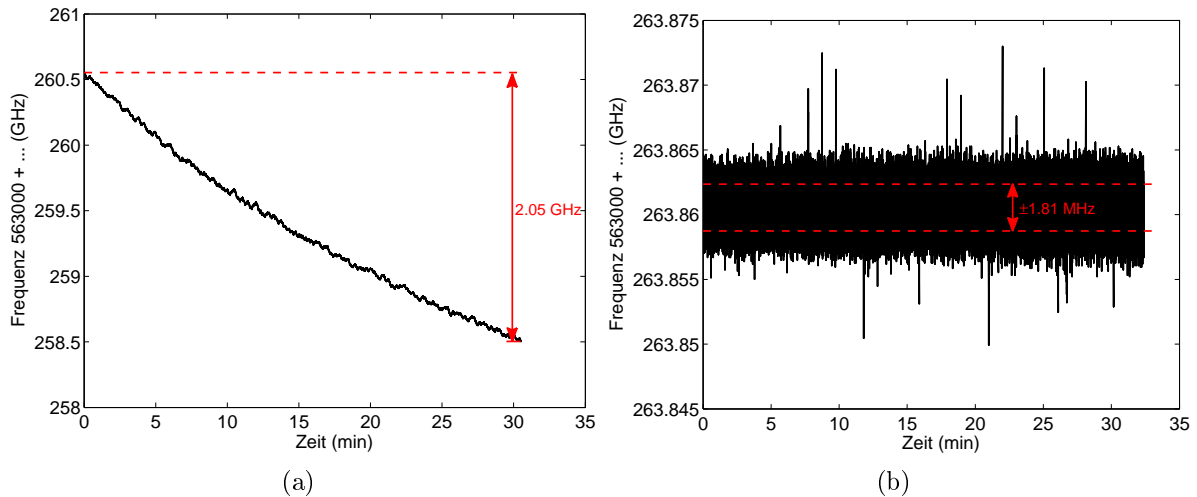


Abbildung 3.3: Zeitschriebe der Frequenz ohne Frequenzstabilisierung (a) und mit Frequenzstabilisierung (b).

einen in das Wellenlängenmessgerät eingebauten PID-Regler² (PID1). Die Kontrollspannung des Reglers wird durch einen Spannungsverstärker (sv) geleitet und an das erste Piezoelement angelegt. Um die Langzeitstabilität der Frequenzregelung, welche vor allem thermischen Effekten innerhalb des Laserresonators unterliegt, zu gewährleisten, nutzt ein weiterer PID-Regelkreis (PID2) die Ausgangsspannung des ersten Reglers als Eingangssignal. Mittels einer weiteren Kontrollspannung auf das zweite Piezoelement

²Regelparameter und Einstellungen siehe [HighFinesse, 2011]

stabilisiert dieser Regler das Regelsignal von PID1 auf einen durch den Nutzer zu definierenden Sollwert.

In Abbildung 3.3 wurden zwei Zeitschriebe der Laserfrequenz ohne (a) und mit Frequenzstabilisierung (b) gegenübergestellt. Bei ausgeschalteter Regelung driftet der Laser um mehrere Gigahertz, während die mittlere Standardabweichung bei eingeschalteter Frequenzstabilisierung unter 2 MHz liegt.

3.2.3 Leistungsmessung

Um eventuellen Schwankungen der Ausgangsleistung des Lasers zu begegnen, müssen die gemessenen FRS-Intensitäten auf die Laserleistung normiert werden. Dies ist umso bedeutender, wenn das Laserlicht mittels eines Lichtwellenleiters zum Messobjekt geführt wird. Der nachfolgende Aufbau wurde realisiert, um eine Messung der mittleren Laserleistung mit einer Genauigkeit von unter 0,5 % der Ausgangsleistung zu ermöglichen (vgl. Abbildung 3.1): Ein Teil des Laserlichts wird mittels einer Glasplatte aus dem Hauptstrahl abgelenkt. Dabei ist die Dicke der Glasplatte so zu wählen, dass sich die beiden entstehenden Reflexe am Ein- und Austritt des Glaskörpers nicht interferieren und somit keine frequenzabhängigen Strukturen im Strahlengang erzeugt werden. Anschließend treffen die beiden Strahlen auf eine rotierende Streuscheibe. Diese dient der Erzeugung einer homogenen und strukturlosen Intensitätsverteilung. Ein Teil des an der Scheibe gestreuten Lichts wird mittels einer Sammellinse auf einer Photodiode abgebildet. Dabei wird der Abstand zwischen Diode und Sammellinse so gewählt, dass sich die lichtempfindliche Fläche des Sensors über deren Abmessungen hinaus im Lichtkegel befindet.

Um den beschriebenen Aufbau zur Leistungsmessung am Ausgang einer polarisationserhaltenden photonischen Kristall-Lichtleitfaser verwenden zu können, muss dieser weiter angepasst werden. Die Strahlteilung mittels einer Glasplatte ist abhängig von der Polarisationsrichtung der eingestrahnten Lichtwelle. Für den verwendeten Fasertyp³ wird das Extinktionsverhältnis für die Polarisation mit > 18 dB angegeben. Änderungen des Polarisationszustands, bedingt durch die Faser, können demnach im unteren einstelligen Prozentbereich liegen. In Penninckx und Beck [2005] wird beschrieben, dass das Extinktionsverhältnis in Monomode-Lichtleitern sowohl zeit- als auch frequenzabhängig ist. Um den Polarisationszustand am Faserausgang zu fixieren und somit verfälschende Einflüsse auf die Strahlteilung der Leistungsnormierung zu vermeiden, wird ein Glan-

³NKT Photonics, LMA-PM-15

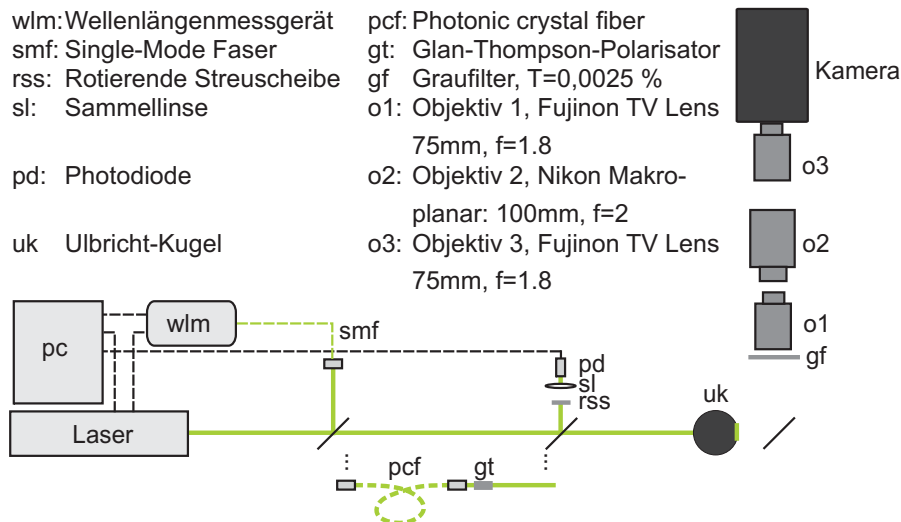


Abbildung 3.4: Aufbau des Tests der Leistungsnormierung.

Thompson-Prisma in den Strahlengang eingebracht.

Um eine eventuelle Frequenzabhängigkeit der Leistungsnormierung insbesondere durch die Verwendung einer Lichtleitfaser zu untersuchen, wurde folgende Anordnung gewählt: In einem ersten Versuch wurde entsprechend Abbildung 3.4 der Laser nach Auskopplung des Normierungsstrahls direkt auf die Eintrittsfläche einer Ulbricht-Kugel gerichtet. In einem weiteren Versuch wurde der Laser in eine PCF-Faser eingekoppelt und beleuchtete nach Durchgang durch ein Glan-Thompson-Prisma die Ulbricht-Kugel. Die Austrittsseite der Ulbricht-Kugel wurde über einen Umlenkspiegel durch einen Graufilter in das Kamerasystem abgebildet. Sowohl die Jodzelle als auch der Bandpassfilter wurden aus der Transferoptik entfernt. Die Frequenz des Lasers wurde in $0,006\text{ cm}^{-1}$ -Schritten über einen weiten Bereich verstimmt; zu jedem Frequenzschritt wurde ein Bild mit einer Belichtungszeit von 1 s aufgenommen. Das entsprechende Normierungssignal der Photodiode wurde simultan aufgezeichnet.

In Abbildung 3.5 wurde durch Mittelung über den beleuchteten Bereich des Kameraschips ein Intensitätswert pro Frequenzschritt erzeugt und über der Wellenzahl geplottet. Die nicht normierten Kameraintensitäten sind in schwarz, die mit dem Diodensignal gewichteten sind in rot dargestellt. Für den Aufbau ohne Lichtleitfaser (Abbildung 3.5a) ist die Laserleistung über den gesamten Wellenzahlbereich nahezu konstant. Die Schwankungen bewegen sich im unteren Promille-Bereich um den mittleren Intensitätswert. Kleine Sprünge der Leistung, vor allem bedingt durch das Verstellen der Etalontemperatur während des Scans, werden durch die Normierung erfasst; jedoch führt diese zu einer leichten Erhöhung des Rauschniveaus, welches im Mittel unter $0,1\%$ liegt. Demge-

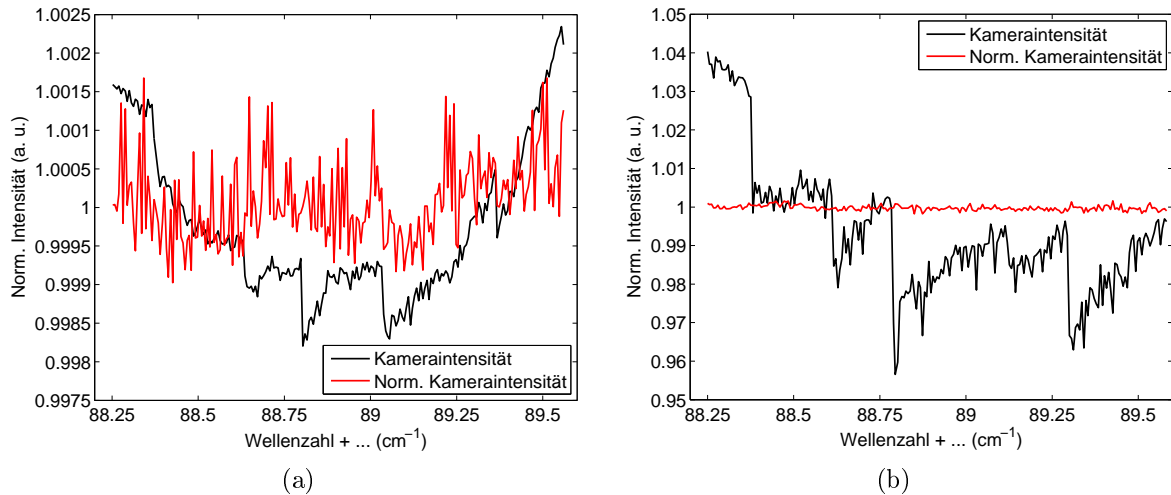


Abbildung 3.5: Kameraintensitäten für den Aufbau ohne (a) und mit Lichtleitfaser (b). Die aufgezeichneten Kameraintensitäten sind in schwarz, die mit dem Diodensignal normierten in rot dargestellt.

genüber führt beim Aufbau mit Lichtleitfaser das Verstellen der Ausgangsfrequenz des Lasers zu erheblichen Schwankungen in der Kameraintensität von nahezu $\pm 5\%$ der mittleren Intensität. Mittels der Diodenmessung werden diese Schwankungen erfasst. Durch Normierung der Kameraintensitäten kann die Qualität des Aufbaus ohne Lichtleitfaser reproduziert werden.

3.2.4 Detektoraufbau

Die Bilddatenerfassung beruht auf einer back illuminated C9100-13 EM-CCD Kamera der Firma Hamamatsu. Der Detektor hat eine maximale Auflösung von 512×512 Pixel-elementen bei einer Pixelgröße von $16 \times 16 \mu\text{m}^2$, die Quanteneffizienz ist größer als 90% für grünes Licht. Durch die Luftkühlung des CCD-Sensors auf -65°C ist der Dunkelstrom für typische Belichtungszeiten von 1-10 s mit 0,01-0,1 Elektronen/Pixel vernachlässigbar. Das Ausleserauschen beträgt bei einer Digitalisierungsrate von 0,69 MHz 8 Elektronen/Pixel. Das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) wird somit vom Photonenrauschen (engl. shot noise) dominiert und liegt typischerweise zwischen 40 und 50 dB. Zusätzlich besitzt die Kamera einen Verstärkungsmechanismus mit einer einstellbaren Signalverstärkung von bis zu 1200. Eine Aufnahme des Kamerasystems ist in Abbildung 3.6 zu sehen. Auf der rechten Seite ist die Kamera mit Objektiv mit einem Gehäuse verbunden, in welches nach Bedarf Bandpass- oder Polarisationsfilter und die Absorptionszelle eingesetzt werden. In Kombination mit einem weiteren Objektiv in Retrostellung wird

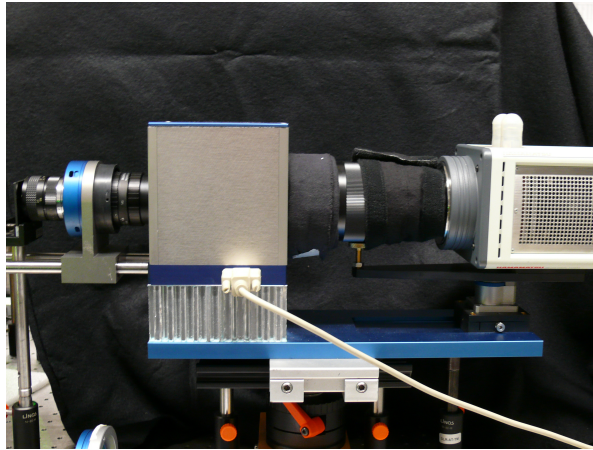


Abbildung 3.6: FRS-Kamerasystem

durch das Einstellen beider Fokusse ins Unendliche der Strahlengang beim Durchgang durch die Filterelemente parallelisiert. Auf der linken Seite ist das Eingangsobjektiv zu sehen, welches wahlweise durch einen Bildleiter ersetzt werden kann.

Die Transmission des molekularen Filters ist unter anderem eine Funktion der Weglänge, die das Licht durch das absorbierende Medium zurücklegen muss (vgl. Gleichung (2.20)). Die Parallelisierung des Strahlengangs wurde realisiert, um eine konstante Weglänge aller Lichtstrahlen durch die Filterzelle zu gewährleisten. Jedoch hat diese Anordnung einige gravierende Nachteile im Bezug auf den optischen Aufbau: Die Fenster am Ein- und Austritt der Jodzelle in Kombination mit dem Bandpassfilter bilden ein System planparalleler Platten. Beim Durchgang durch die einzelnen Bauelemente wird der weitaus größte Teil des Lichts transmittiert, die reflektierten Anteile jedoch interferieren und erzeugen eine Struktur aus Newtonschen Ringen (Abbildung 3.7a). Ein horizontales Profil durch dieses Ringsystem ist als schwarze Kurve in Abbildung 3.7c zu sehen. Die durch die Newtonschen Ringe bedingte Intensitätsmodulation beträgt bis zu 10 % der mittleren Intensität und ist nicht vernachlässigbar.

Ein weiterer Aspekt in diesem Zusammenhang ist die Frequenzabhängigkeit der räumlichen Struktur des Interferenzmusters. Beim Scannen der Ausgangsfrequenz des Lasers ändert sich das Muster mit jedem Frequenzschritt, sodass eine nachträgliche Korrektur der Messdaten nahezu unmöglich wird. Um den Einfluss der Interferenzstruktur beim Durchgang durch das Kamerasystem zu minimieren, wird die Einstellung des Fokus entweder am Kameraobjektiv oder am Objektiv in Retrostellung von Unendlich auf eine vollständige Fokussierung geändert. Dadurch wird ein divergenter Strahlengang erzeugt, infolgedessen die Newtonschen Ringe nahezu verschwinden (Abbildung 3.7b).

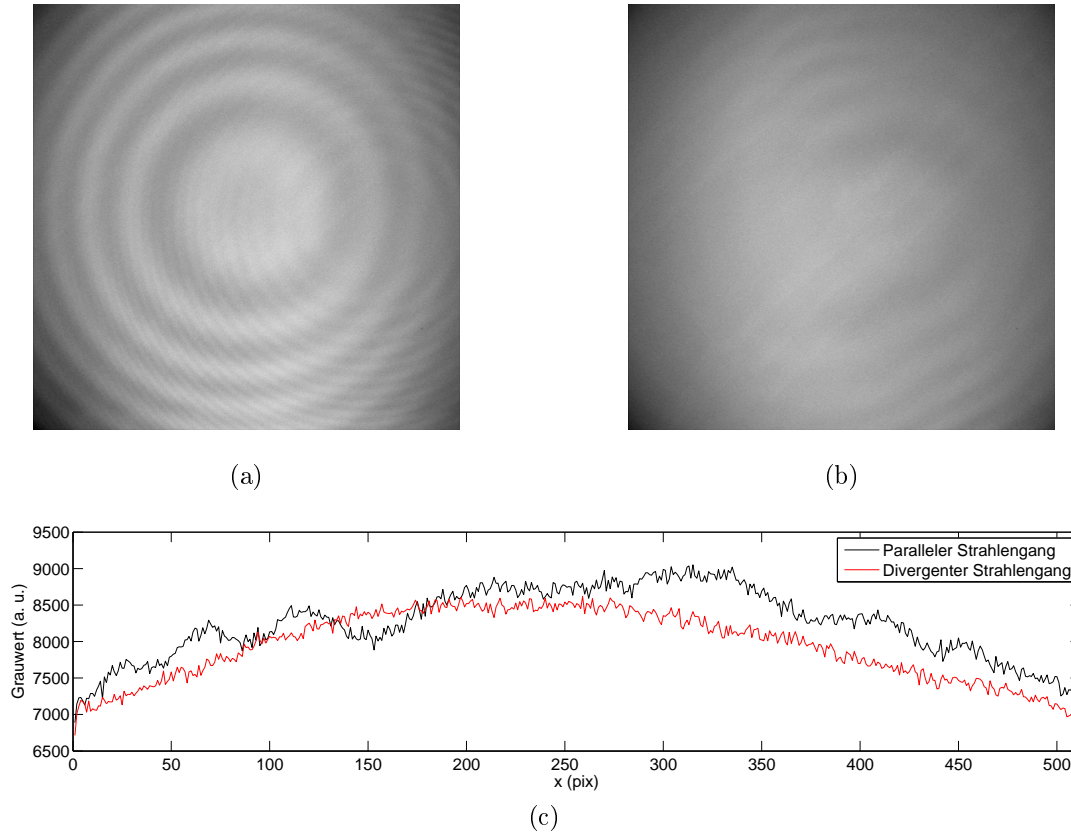


Abbildung 3.7: Beim Durchgang durch das Kamerasystem erzeugt reflektiertes Licht ein System Newtonscher Ringe (a). Durch die vollständige Fokussierung des Objektivs in Retrostellung werden diese nahezu komplett beseitigt (b). Profile mit parallelem (schwarz) und divergentem Strahlengang (rot).

3.2.5 Jodzellen

Eine Aufnahme der in dieser Arbeit verwendeten molekularen Filterzellen ist in Abbildung 3.8 zu sehen. Die Filterzellen bestehen aus einem evakuierten, mit kristallinem Jod gefüllten Glaszylinder mit 50 mm Durchmesser und Länge. Der Zylinder wird in einen heizbaren Kupferblock mit thermischer Isolierung eingebaut. Wird die Zelle nun geheizt, verdampft das kristalline Jod, bis eine bestimmte Temperatur, die sogenannte Sättigungstemperatur, erreicht wird. Dadurch wird eine homogene Absorption über den gesamten Querschnitt der Zelle gewährleistet und eventuelle Sprünge in der Transmission aufgrund von Fluktuationen der Joddichte werden vermieden [Röhle und Willert, 2001].

Das Transmissionsprofil des molekularen Filters findet über die Faltung mit der spektralen Verteilung der Rayleigh-Streuung gemäß Gleichung (2.22) sowie die Mie- und

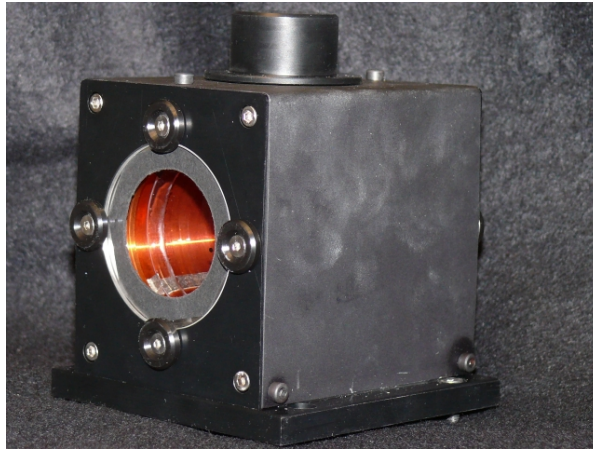


Abbildung 3.8: Jodzelle

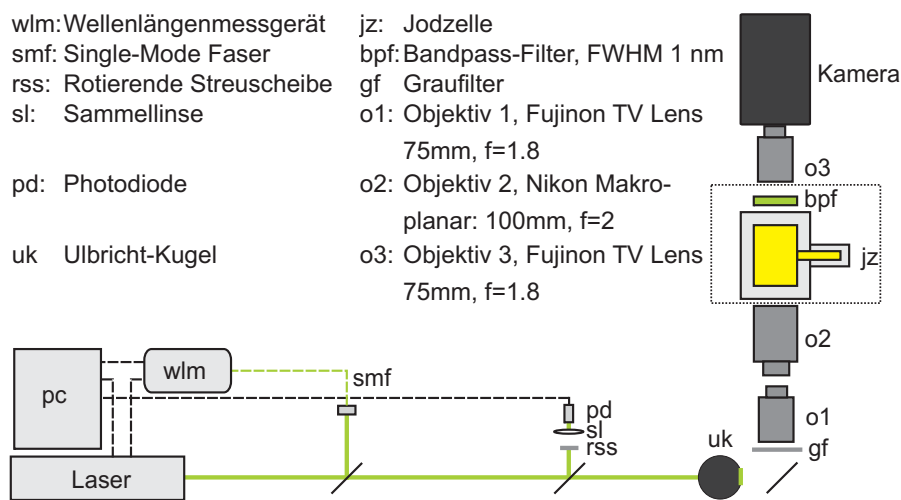


Abbildung 3.9: Aufbau der Transmissionsmessung

geometrische Streuung repräsentierenden Terme aus Gleichung (2.23) Eingang in die Datenanalyse. Aus diesem Grunde wird bei der Ermittlung der Transmissionsprofile eine möglichst geringe Messunsicherheit angestrebt. Entsprechend des in Abbildung 3.9 skizzierten Aufbaus wurden die Transmissionspektren der molekularen Filter vermessen. Dazu wurde der Laserstrahl nach Auskopplung der Lichtanteile für Frequenz- und Leistungsmessung auf die Eintrittsfläche einer Ulbrichtkugel gerichtet. Die Austrittsfläche der Ulbrichtkugel wurde über einen Umlenkspiegel durch einen Graufilter in das Kamerasystem abgebildet und gelangte nach Durchgang durch den molekularen Filter sowie einen Bandpassfilter schließlich zum Detektor.

Die in dieser Arbeit verwendeten Filterzellen wurden nacheinander in das Kamerasystem eingesetzt und vermessen. Die Wellenzahl wurde für die Bestimmung der Transmissi-

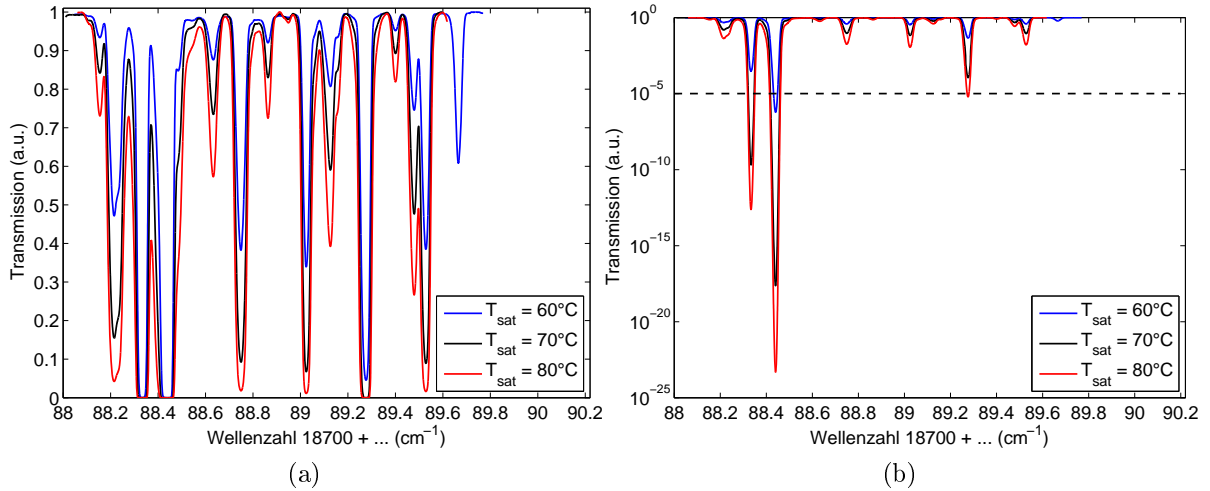


Abbildung 3.10: Gemessene Transmissionsspektren ohne Grundabsorption für $T_{\text{sat}} = 60\text{ °C}$ (blau), $T_{\text{sat}} = 70\text{ °C}$ (schwarz) und $T_{\text{sat}} = 80\text{ °C}$ (rot) in linearer (a) und logarithmischer Skalierung (b) Transmissionen $< 10^{-3}$ wurden durch simulierte Werte ersetzt.

onsprofile in $0,002\text{ cm}^{-1}$ -Schritten über einen weiten Bereich verstimmt. Zur Bestimmung der Transmissionswerte pro Wellenzahlschritt wurde durch räumliche Mittelung über den gesamten Bildbereich, welcher die Austrittsfläche der Ulbrichtkugel enthielt, ein Intensitätswert erzeugt und mit der gemessenen Laserleistung normiert. Durch Normierung aller gemessenen Intensitätswerte auf ihren Maximalwert wurde so eine Transmissionskurve erzeugt. Die Transmissionsmessung wurde für jede Filterzelle mindestens fünfmal wiederholt; die mittlere Standardabweichung der gemessenen Transmissionswerte pro Wellenzahlschritt lag dabei unter 0,5 %.

In diesem Zusammenhang sei erwähnt, dass sich für jeden Bildpunkt die in Abschnitt 3.2.4 erwähnte Verstellung der Transferoptik des Kamerasystems von Unendlich auf volle Fokussierung auf die Weglänge der Lichtstrahlen beim Durchgang durch den Jodfilter auswirkt. Entsprechend Gleichung (2.20) hat eine Änderung der Weglänge eine Änderung der Transmission zur Folge. Um die Auswirkungen dieses Effekts zu untersuchen, wurden Transmissionskurven für räumlich getrennte Bildpunkte erstellt und miteinander verglichen. Die resultierenden Transmissionsspektren stimmten im Rahmen der im vorigen Absatz erwähnten Messunsicherheit von 0,5 % überein. Somit kann die mit einer Weglängenänderung einhergehende Transmissionsänderung für das vorliegende System als vernachlässigbar angesehen werden.

In Abbildung 3.10 sind gemessene Transmissionsspektren der in dieser Arbeit ver-

wandten Filterzellen in linearer (3.10a) und logarithmischer Skalierung (3.10b) zu sehen. Die dargestellten Kurven entsprechen Sättigungstemperaturen von $T_{sat} = 60\text{ °C}$ (blau), $T_{sat} = 70\text{ °C}$ (schwarz) und $T_{sat} = 80\text{ °C}$ (rot). Die in Abschnitt 2.3.2 erwähnte Grundabsorption wird in dieser Darstellung nicht berücksichtigt. Ihre gesonderte Bestimmung ist nicht notwendig, da ihr Einfluss als konstanter Faktor durch den experimentellen Parameter R_{ij} aus Gleichung (2.23) seinen Ausdruck findet. Wie bereits in Abschnitt 2.4.3 beschrieben, sollen, um den Einfluss elastischen Störlichts auf das Messsignal zu minimieren, im Allgemeinen nur Scanfrequenzen gewählt werden, deren Transmissionswerte unterhalb von 10^{-5} liegen. Auf Grundlage dieser Einschränkung können für die Filterzelle mit $T_{sat} = 80\text{ °C}$ Messungen an drei unterschiedlichen Absorptionslinien durchgeführt werden: zum einen an den beiden benachbarten Linien bei $18788,33$ und $18788,44\text{ cm}^{-1}$, zum anderen bei einer Wellenzahl von $18789,28\text{ cm}^{-1}$. Für den Filter mit einer Sättigungstemperatur von $T_{sat} = 70\text{ °C}$ sind die Absorptionslinien bei $18788,33$ und $18788,44\text{ cm}^{-1}$ für FRS-Messungen geeignet. Bei der Verwendung der Zelle mit $T_{sat} = 60\text{ °C}$ bleiben die Scanfrequenzen auf die Absorptionslinie bei $18788,44\text{ cm}^{-1}$ beschränkt.

3.2.6 Bandpassfilter

Zusätzlich zum Absorptionsfilter befindet sich in der Transferoptik der Detektionseinheit des FSM-FRS-Messsystems ein Bandpassfilter der Firma Barr, mit einer Halbwertsbreite von 1 nm , zentriert um $532,242\text{ nm}$. Der Filter besitzt eine Mittentransmission von $\sim 70\%$ im Durchlassbereich und eine optische Dichte $>10^6$ im Blockbereich. Mit einem Durchmesser von 50 mm eignet sich der Filter insbesondere für bildgebende Verfahren. Im Wesentlichen wurde der Filter aufgrund dreier Kriterien ausgewählt:

1. Unterdrückung von Fluoreszenzleuchten, welches beim Durchgang des gestreuten Laserlichts durch den molekularen Filter entsteht;
2. Unterdrückung der Rotationsramanstreuung;
3. Unterdrückung von breitbandigem Hintergrundlicht (z. B. Tageslicht, Flammenstrahlung).

In Abbildung 3.11 sind die Lagen der Banden der Rotationsramanstreuung in Luft (schwarz) bezüglich der Rayleigh-Streuung (grün) und der Kennlinie des Bandpassfilters (rot) dargestellt. Die restlichen durch den Filter transmittierten rot- und blauverschobenen Anteile der Rotationsramanstreuung an der Gesamtintensität der Molekülstreuung können mit unter $0,1\%$ als vernachlässigbar angesehen werden.

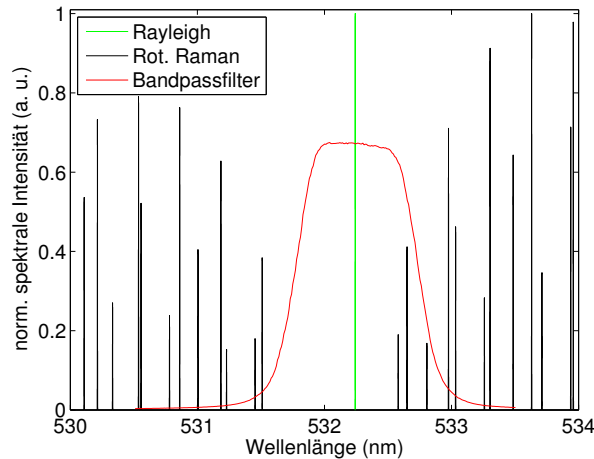


Abbildung 3.11: Spektrum des Bandpassfilters (rot) mit Rayleighprofil (grün) und Rotationsramanstreuung (schwarz) in Luft.

3.3 Versuchssteuerung, Datenerfassung und Auswertung

Die softwareseitige Umsetzung des FSM-FRS Messsystems kann in zwei Bereiche unterteilt werden. Die Ansteuerung aller im Messaufbau verwendeten Geräte sowie die Datenerfassung wurde mittels National Instruments Labview realisiert, während die Datenauswertung in Matlab umgesetzt wurde. Anhand von Abbildung 3.12 soll der gesamte Ablauf der Programmierung von der Konfiguration der Messhardware bis hin zum Messergebnis skizziert werden.

Zu Beginn müssen die verwendeten Geräte des Messaufbaus konfiguriert werden. Am Wavelength Meter (WLM) müssen neben der Wahl der Belichtungszeit und des Kalibrationsintervalls vor allem die Einstellparameter der integrierten PID-Frequenzregelung gefunden werden, wobei letztere einmalig an das verwendete Lasersystem angepasst werden müssen. Die Funktionen des Lasers können über eine Konsole mittels serieller Kommunikation gesteuert werden, die Ausgangsleistung kann dabei im Bereich von 0 bis 5 W eingestellt werden. Die Etalontemperatur muss entsprechend der gewählten Jodtransition angepasst werden und kann ebenfalls über die Konsole eingestellt werden. Anhand einer Messkarte⁴ wird die Diodenspannung der Leistungsnormierung über einen analogen Eingang aufgezeichnet. Zudem wird mittels der Messkarte die Regelspannung des zweiten PID-Reglers der Langzeitstabilisierung über einen analogen Ausgang an ein Piezoelement des Lasers angelegt. Die relevanten Kameraeinstellungen beinhalten

⁴National Instruments, NI6361

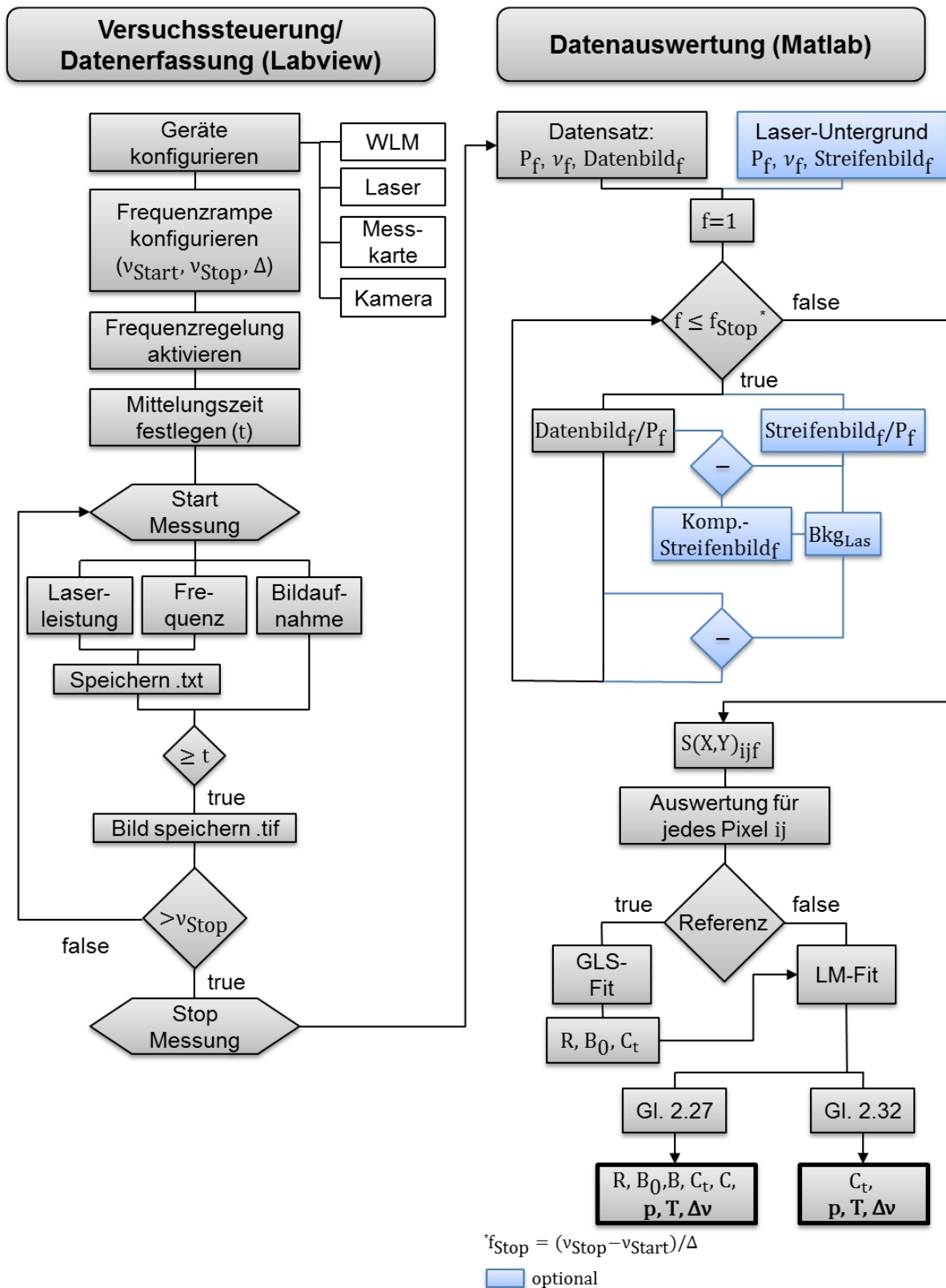


Abbildung 3.12: Flussdiagramm der Versuchssteuerung/Datenerfassung (links) und der Datenauswertung (rechts).

die Wahl des Aufnahmemodus⁵, im EMCCD-Modus die EM-Verstärkung, die Auslesegeschwindigkeit⁶, das Hardwarebinning und die Belichtungszeit. Um die Messungen weitestgehend zu automatisieren wurde eine Frequenzrampe für die Umsetzung des Frequenzscans implementiert. Die Rampe benötigt als Eingabe die Startfrequenz ν_{Start} , die Schrittweite Δ und die Endfrequenz ν_{Stop} . Anschließend muss die Ausgangsfrequenz des Lasers auf den Wert der Startfrequenz der Rampe stabilisiert werden. Zur Voreinstellung kann dazu bei ausgeschalteter Langzeitstabilisierung die Ausgangsspannung des zweiten PID-Reglers verwendet werden. Nach Einstellung der Mittelungszeit t , die gleichzeitig die Belichtungszeit der Kamera bestimmt, kann die Messung gestartet werden.

Mit dem Start der Messung beginnt die simultane Erfassung des Diodensignals der Leistungsnormierung, der Laserfrequenz und der Bilddaten. Die Einstellungen des analogen Eingangs der Messkarte werden dabei so gewählt, dass bei einer Abtastrate von 1 kHz und einer Buffergröße von 100 Werten pro Messkanal alle 0,1 s eine mittlere Diodenspannung zusammen mit der Laserfrequenz in eine ASCII-Datei geschrieben wird. Nach Ablauf der Mittelungszeit t werden die Bilddaten im tif-Format auf der Festplatte gespeichert. Anschließend wird der Sollwert der Frequenzstabilisierung um die Schrittweite Δ erhöht und die Messung erneut gestartet.

Anhand von Abbildung 3.13 soll die Steuerung der Frequenzrampe skizziert werden. Die Frequenz wird entsprechend der Mittelungszeit t stabilisiert und erhöht sich anschließend um die Schrittweite Δ (Abbildung 3.13a). Die Regelspannung folgt dabei der Frequenz (Abbildung 3.13b). Während des Durchlaufs der Frequenzrampe versucht der zweite PID-Regler der Langzeitstabilisierung, die Regelspannung der Frequenzstabilisierung innerhalb des Regelbereichs von ± 4 V zu halten. Wenn jedoch eine obere Grenze der Regelspannung erreicht ist, wird die Rampe beim entsprechenden Frequenzschritt gestoppt. Durch den PID-Regler der Langzeitstabilisierung wird nun mittels einer höheren Taktung des Regelsignals die Regelspannung der Frequenzstabilisierung in wenigen Sekunden auf den Ausgangswert von -3200 mV zurückgefahren. Anschließend wird die Ausführung der Frequenzrampe fortgesetzt. Der gesamte Prozess der Datenerfassung wird solange durchlaufen, bis die Endfrequenz der Rampe ν_{Stop} erreicht wird. Der so gewonnene Datensatz kann nun an die Datenauswertung übergeben werden.

Die Datenauswertung beginnt mit der Normierung der Datenbilder auf den entsprechenden Leistungswert P_f für jeden Frequenzschritt f . Optional (blau markiert) kann eine Korrektur des laserabhängigen Untergrunds Bkg_{Las} mittels des Komplementär-

⁵EMCCD oder CCD, wobei der CCD-Modus rauschärmer ist

⁶Je geringer, desto rauschärmer

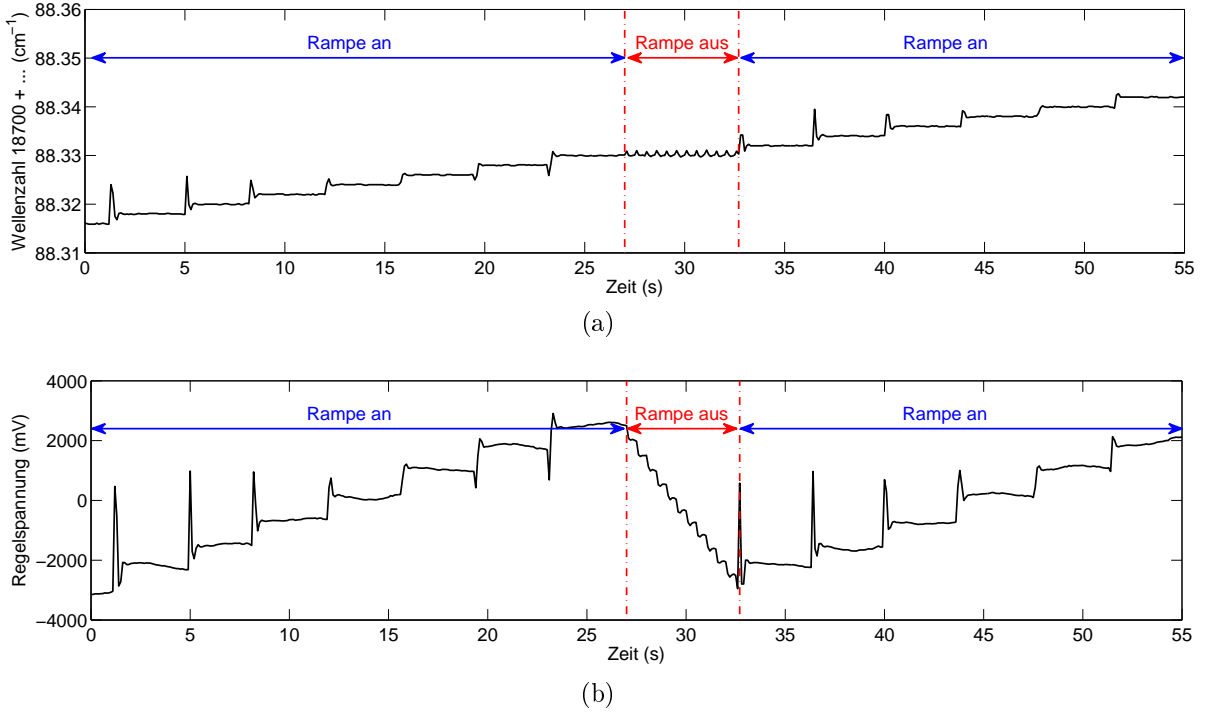


Abbildung 3.13: Die Frequenz wird entsprechend der Mittelungszeit t stabilisiert und anschließend um die Schrittweite Δ erhöht (a). Die Regelspannung folgt der Frequenz (b). Beim Erreichen einer oberen Grenze schaltet die Rampe aus und die Regelspannung wird auf den Ausgangswert zurückgefahren.

Streifenverfahrens durchgeführt werden (vgl. Abschnitt 4.2.2). Die normierten Bild-daten werden in einem dreidimensionalen Array $S(X,Y)_{ijf}$ abgelegt und müssen anschließend aufgrund der Abhängigkeit der FSM-FRS-Intensitätsspektren vom Beobachtungswinkel Θ für jeden Bildpunkt ij einzeln ausgewertet werden. Unter Annahme eines Lochkameramodells bei bekannter Kameraposition wird der Beobachtungswinkel für jedes Bildelement bestimmt. Der Einfluss der Vernachlässigung des Objektivdurchmessers auf die Messunsicherheit bei der Bestimmung der Strömungsgrößen wird in Abschnitt 4.2.1 diskutiert. Jedes Pixel kann unabhängig betrachtet werden, wodurch die weitere Datenanalyse parallelisierbar ist. Dazu wird in dieser Arbeit eine Dell Workstation Precision T5500 N-Series mit drei quad-core Prozessoren (12 worker) verwendet. Eine Beschreibung der beiden für die Auswertung verwandten Parameterfit-Routinen wurde bereits in Abschnitt 2.4.3 vorgenommen. General-Least-Squares- und Levenberg-Marquardt-Algorithmus basieren auf den in Vetterling et al. [1992] vorgestellten Prinzipien, wobei letzterer auf Grundlage von Gavin [2013] implementiert wurde. Für die Berechnung der spektralen Verteilung der Rayleigh-Streuung nach Tenti et al. [1974]

wird die von Smith [2010] veröffentlichte Implementierung des S6-Modells verwendet. Der bei bekannten Strömungsfeldgrößen gemessene Referenzdatensatz wird mittels der General-Least-Squares-Methode pixelweise analysiert. Je nach Anwendungsfall können die drei Kalibrierungsparameter R , B_0 und C_t gemeinsam oder separat ermittelt werden. Auf Grundlage der so bestimmten Kalibrierungsparameter können nun anhand der Levenberg-Marquardt-Ausgleichsrechnung neben den Strömungsfeldgrößen p , T und $\Delta\nu$ entweder, basierend auf Gleichung (2.26), die Kalibrierungsparameter R , B_0 , B , C_t und C , oder, basierend auf Gleichung (2.28), der Kalibrierungsparameter C_t für jeden Bildpunkt ermittelt werden.

3.4 Zusammenfassung

In Abschnitt 3.1 wurde der prinzipielle Aufbau des in dieser Arbeit verwendeten FSM-FRS-Messsystems vorgestellt, welcher im Folgenden als Grundlage für alle vorgestellten Versuche gelten soll. Anschließend wurden in Abschnitt 3.2 die wichtigsten Bestandteile des Messsystems eingeführt und charakterisiert. Im Gegensatz zu vorangegangenen Studien wird in dieser Arbeit entsprechend Abschnitt 3.2.1 eine dauerstrich Laserlichtquelle verwendet, welche sich durch eine geringe Bandbreite und hohe spektrale Güte auszeichnet. Das Lasersystem eignet sich aufgrund seines robusten und kompakten Aufbaus hervorragend für den Einsatz unter Prüfstandsbedingungen. Die Frequenzregelung in Abschnitt 3.2.2 wurde auf Basis eines kommerziellen Wellenlängenmessgeräts realisiert und ermöglicht die Stabilisierung der Ausgangsfrequenz des Lasers mit einer mittleren Standardabweichung von 2 MHz. Der Detektoraufbau in Abschnitt 3.2.3 wurde im Hinblick auf größtmögliche Flexibilität gestaltet. Zum einen ermöglicht der modulare Aufbau eine konventionelle Bilddatenerfassung mittels eines Frontobjektivs. Zum anderen kann das Eingangsobjektiv durch die Austrittsseite eines Bildleiters ersetzt werden, um eine endoskopische Bilddatenerfassung zu realisieren. In das Gehäuse zwischen den beiden Objektiven der Transferoptik können die Jodzelle und optische Filter nach Bedarf eingesetzt werden. Das Konzept zum Aufbau und Betrieb der Jodzellen wurde in Abschnitt 3.2.4 vorgestellt. Durch Aufheizen der Filterzelle auf Temperaturen oberhalb der sogenannten Sättigungstemperatur wird eine zeitlich konstante Joddampfverteilung innerhalb des Zellkörpers gewährleistet. Dabei stehen für die vorliegende Arbeit mehrere Jodzellen zur Verfügung. Je nach Anwendung kann eine Zelle mit niedriger oder hoher Sättigungstemperatur ausgewählt werden. Der Bandpassfilter in Abschnitt 3.2.5 wurde im Hinblick auf die vollständige Unterdrückung von Jodfluoreszenz, Rotations-

ramanstreuung und die maximale Abschwächung von Umgebungslicht ausgewählt. In Abschnitt 3.3 wurde die softwareseitige Umsetzung des FSM-FRS Messsystems vorgestellt und anhand eines Flussdiagramms visualisiert. Die gesamte Datenerfassung wurde mittels National Instruments Labview realisiert, während die Datenauswertung in Matlab erfolgte. Die Auswertung der Bilddaten wurde auf einer 12-Kern Workstation umgesetzt.

4 Analyse des Messunsicherheitsbudgets

4.1 Beiträge zur statistischen Unsicherheit

In Abschnitt 2.4.5 wurde die statistische Messunsicherheit bei der Bestimmung der Strömungsgrößen Druck, Temperatur und Dopplerverschiebung mittels der Frequenzscan- und der kombinierten Methode für Messanwendungen in Luft charakterisiert. Dabei wurde mit Gleichung (2.30) ein relatives Residuum als Maß für das SNR eines FSM-FRS-Datensatzes eingeführt. Anhand dieser Größe konnten dann simulierte Intensitätsspektren erzeugt werden, die eine realistische Datenqualität widerspiegeln. Dabei sind die gefundenen relativen Standardabweichungen der Strömungsgrößen in diesem Zusammenhang gemeinsamer Ausdruck aller Ursachen statistischer Unsicherheit. Im folgenden Abschnitt sollen diese im Einzelnen benannt und charakterisiert werden. Anschließend soll die daraus resultierende Unsicherheit bei der Bestimmung der Strömungsgrößen ermittelt werden.

Die nachfolgende Analyse bezieht sich auf die in JCGM [2008b] beschriebene Vorgehensweise. Nach JCGM [2011] sind die Eingangsgrößen $\xi_i \equiv \xi_1, \xi_2, \dots, \xi_N$ und Ausgangsgrößen $\psi_j \equiv \psi_1, \psi_2, \dots, \psi_M$ eines Messmodells allgemein über den funktionalen Zusammenhang

$$\mathbf{h}(\boldsymbol{\psi}, \boldsymbol{\xi}) = \mathbf{0} \quad (\mathbf{h} \equiv h_1, h_2, \dots, h_M) \quad (4.1)$$

miteinander verknüpft. Jedem ξ_i kann eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (PDF) zugeordnet werden, die anhand verfügbarer Informationen bezüglich der betrachteten Eingangsgröße ausgewählt wird. Dabei werden voneinander abhängige Eingangsgrößen mittels gemeinsamer PDFs beschrieben. Die Bestimmung der PDFs der Ausgangsgrößen $\boldsymbol{\psi}$ beruht nun auf der Fortpflanzung der PDFs der Eingangsgrößen $\boldsymbol{\xi}$ durch die Modellgleichung.

Um den für die Ermittlung der statistischen Unsicherheit relevanten funktionalen Zusammenhang aus Gleichung (4.1) zwischen Eingangs- und Ausgangsgrößen für das FSM-FRS-Messsystem zu formulieren, steht am Anfang deren Benennung. Während sich die Eingangsgrößen des Messmodells aus der Analyse der Messkette ergeben, entsprechen die Ausgangsgrößen den Strömungsgrößen Druck, Temperatur und Dopplerverschiebung. Nachfolgend sollen nur solche Eingangsgrößen betrachtet werden, die einen relevanten Beitrag zur statistischen Unsicherheit der Ausgangsgrößen leisten. Entsprechend Abbildung 3.12 setzt sich ein FSM-FRS-Datensatz zusammen aus

1. Bilddaten des Messfelds, wobei die Anzahl der Bilder der der Scanfrequenzen f entspricht,
2. einer Messung der Wellenzahl k , die dem entsprechenden Bild zugeordnet ist und
3. einer Messung der zum Mittelwert der Laserleistung P_{las} proportionalen Diodenspannung U_{dio} zu jedem Bild.

Die gemessenen Bildintensitäten $S_{ijf,Mess}$ pro Pixelelement werden zwar mit U_{dio} normiert, dennoch hat die statistische Schwankung der Laserleistung von $\pm 1\%$ (vgl. Tabelle 3.1) weiterhin Einfluss auf das Rauschniveau der Bilddaten. Wie in Abschnitt 3.2.4 beschrieben, können für das gewählte Kamerasystem Dunkelstrom und Ausleserauschen vernachlässigt werden. Allerdings trägt das Photonenrauschen, welches aus der Anzahl der am jeweiligen Pixelelement ankommenden Photonen N_{phot} resultiert, zur statistischen Unsicherheit bei. Basierend auf Gleichung (2.26) kann der allgemeine Modellzusammenhang (4.1) mit $\xi \equiv (k_f, U_{dio,f}, P_{las,f}, N_{phot,f})$ und $\psi \equiv (p, T, \Delta\nu)$ für das FSM-FRS-Messsystem formuliert werden:

$$h(\psi, \xi) = S_{ijf,Mess}(\xi) - S_{ijf,Mod}(\psi) = 0. \quad (4.2)$$

Dabei werden in $S_{ijf,Mod}$ nur die Anteile des ersten Terms der rechten Seite aus Gleichung (2.26), welche die FRS-Intensität beinhalten, berücksichtigt.

Für jede der Eingangsgrößen müssen im nächsten Schritt auf Basis von Messdaten oder technischen Informationen aus Datenblättern PDFs abgeleitet werden. Für alle ξ_i sollen im Folgenden Normalverteilungen angenommen werden. Dabei wurden die Standardabweichungen der Eingangsgrößen unter Annahme eines typischen FSM-FRS-Messdatensatzes mit 5 s Kamerabelichtungszeit, einer Wellenzahlschrittweite von $0,002 \text{ cm}^{-1}$ und einer Mittelung der aufgenommenen Intensitäten über drei aufeinanderfolgende Messungen festgelegt. Für einen solchen Datensatz betragen für jeden Fre-

quenzschritt f die Standardabweichungen der Wellenzahl $\sigma_k = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$, der Diodenspannung $\sigma_{U_{Dio}} = 0,15 \% \cdot \bar{U}_{dio}$ und der Laserleistung $\sigma_{P_{las}} = 1 \% \cdot \bar{P}_{las} / \sqrt{3}$. Der Anteil des Photonenrauschens kann nach Kuroda [2014] mit $\sigma_{phot} = \sqrt{\bar{N}_{phot}} / \sqrt{3}$ modelliert werden. Da die einzelnen Eingangsgrößen nicht unabhängig voneinander betrachtet werden können, müssen die PDFs der ξ_i mittels einer mehrdimensionalen Normalverteilung miteinander verknüpft werden [JCGM, 2008b]. Die Kennwerte zur Modellierung der Eingangsgrößen sind in den ersten drei Spalten von Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Um nun die PDFs der Ausgangsgrößen zu bestimmen und somit eine Aussage über deren statistische Unsicherheit treffen zu können, müssen die kombinierten PDFs der Eingangsgrößen durch die Modellgleichung (4.2) propagiert werden. Dazu wird ein auf der Monte-Carlo-Methode basierender Ansatz gewählt. Analog zur in Abschnitt 2.4.5 beschriebenen Vorgehensweise werden für $p_0 = 1 \text{ bar}$, $T_0 = 300 \text{ K}$ und $\Delta\nu_0 = 100 \text{ MHz}$ auf Basis von zufälligen Ziehungen aus den PDFs der Eingangsgrößen mit realistischen Unsicherheiten behaftete simulierte FSM-FRS-Datensätze erstellt. Anhand des Levenberg-Marquardt-Algorithmus wird anschließend versucht, durch gleichzeitige Anpassung von p , T und $\Delta\nu$ den zugrundeliegenden Parametersatz zu rekonstruieren. Durch mehrmaliges Wiederholen dieser Prozedur können dann die kombinierten PDFs der Ausgangsgrößen ermittelt werden. Dabei hängt die Güte der numerischen Lösung stark von der Anzahl der Wiederholungen ab, die wiederum mit dem gewünschten Konfidenzintervall korreliert ist. Für eine der einfachen Standardunsicherheit entsprechenden Konfidenz von

ξ_i	$\bar{\xi}_i$	σ_{ξ_i}	ψ_j	$\bar{\psi}_j$	σ_{ψ_j}	σ_{Res}
k_f (cm^{-1})	18788,326 – 18788,458	$1,5 \cdot 10^{-5}$	p (bar)	1,00013	$1,69 \cdot 10^{-3}$	$1,37 \cdot 10^{-3}$
$U_{dio,f}$ (V)	2,5	$3,75 \cdot 10^{-3}$	T (K)	300,025	0,92	0,82
$P_{las,f}$ (W)	5	$2,89 \cdot 10^{-2}$	$\Delta\nu$ (MHz)	99,96	1,59	1,13
$N_{phot,f}$ (e^-/Pix)	$1,1 \cdot 10^5$ – $2,3 \cdot 10^5$	330 – 480				

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der PDFs von Eingangsgrößen ξ_i und Ausgangsgrößen ψ_j der Modellgleichung (4.2). σ_{Res} bezeichnet die in Abschnitt 2.4.5 anhand des relativen Residuums (Gleichung (2.30)) berechneten einfachen Standardunsicherheiten.

0,68 muss die Prozedur nach JCGM [2008b] mit $1/(1 - 0,68) \cdot 10^4$ mindestens 31250-mal wiederholt werden.

In den Spalten 4 – 6 der Tabelle 4.1 sind die Ergebnisse der Analyse zusammengefasst. Die dargestellten Werte beziehen sich nur auf die Frequenzscan-Methode, sind aber für Temperatur und Dopplerverschiebung mit der kombinierten Methode vergleichbar. Zwischen dem zugrundeliegenden Parametersatz und den Mittelwerten der Ausgangsgrößen $\bar{\psi}_j$ besteht nahezu kein Unterschied, was auf eine gute Konvergenz des Mittelwerts hinweist. In den Spalten 6 und 7 sind die Standardabweichungen der Ausgangsgrößen σ_{ψ_j} mit den anhand des relativen Residuums (Gleichung (2.30)) berechneten einfachen Standardunsicherheiten σ_{Res} aus Abschnitt 2.4.5 im Vergleich zu sehen. Die gefundenen Werte der beiden Analysen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung für alle Ausgangsgrößen. Demzufolge kann alternativ zur hier gezeigten Vorgehensweise auch das relative Residuum als Indikator für die statistische Unsicherheit der Strömungsgrößen herangezogen werden.

4.2 Beiträge zur systematischen Unsicherheit

In diesem Abschnitt sollen die Beiträge des Messunsicherheitsbudgets diskutiert werden, die eine systematische Abweichung des Messergebnisses zur Folge haben. Die Kenntnis und Korrektur dieser systematischen Effekte ist eine Grundvoraussetzung der Analyse der statistischen Unsicherheit des vorigen Abschnitts [JCGM, 2008a]. Dazu sollen die für das FSM-FRS-Messsystem relevanten systematischen Einflussgrößen am Beispiel eines Freistrahlexperiments charakterisiert und Korrekturverfahren aufgezeigt werden.

Betrachtet werden soll im Folgenden das Nahfeld eines turbulenten Freistrahls. Wenn zuvor verdichtete Luft aus einer kreisrunden Düse des Durchmessers d_{nozz} in ruhende Luft expandiert, bildet sich stromab der Düsenkante ein kegelförmiger Abschnitt konstanter Strömungsgeschwindigkeit entlang der Düsenachse aus. Dieser auch als Potentialkern bezeichnete Bereich erstreckt sich bis etwa $5 \cdot d_{nozz}$ vom Düsenaustritt [Rajaratnam, 1976]. Unter Annahme einer isentropen Strömung können sowohl die Strömungsgeschwindigkeit als auch die Temperatur im Potentialkern des Freistrahls analytisch ermittelt werden [Ames, 1953].

Das Freistrahlexperiment wurde anhand zweier unterschiedlicher Messkonfigurationen realisiert, die sich durch die Einstrahlrichtung des Lasers unterscheiden. Die Hauptströmung breitete sich für beide Experimente entgegen der x -Achse aus. In der ersten Konfiguration entsprechend Abbildung 4.1a wurde der Laser entlang der y -Achse ein-

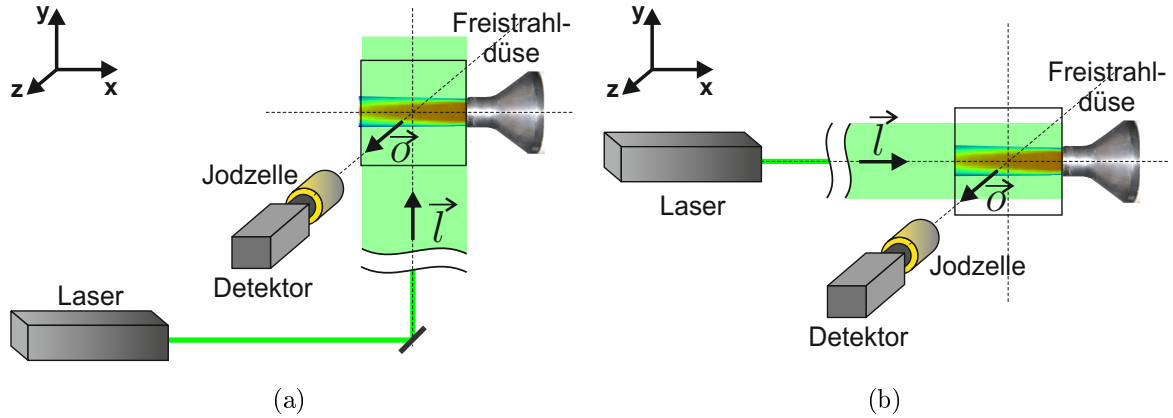


Abbildung 4.1: Messkonfigurationen des Freistrahlexperiments für die Einstrahlrichtung des Lasers in (a) x -Richtung, (b) y -Richtung.

gestrahlt, während die Kamera im rechten Winkel zur x - y -Ebene orientiert war. Für einen solchen Messaufbau ist entsprechend Gleichung (2.12) die Sensitivität des FSM-FRS-Signals auf die Hauptströmungskomponente gering. Für die zweite Konfiguration entsprechend Abbildung 4.1b mit der Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls entlang der x -Achse ist hingegen mit derselben Orientierung des Detektors eine hohe Sensitivität auf die Hauptströmungskomponente gegeben.

Die verwendete Freistrahldüse hat einen Austrittsdurchmesser von 10 mm mit einem Kontraktionsverhältnis von 6. Für die vorliegenden Versuche wurde die Zuströmung zum einen mittels Druckluft, zum anderen mittels eines Staubsaugermotors realisiert. Vor der Expansion durch die Düse wird die Luft durch eine mit Gleichrichtern ausgestattete Beruhigungskammer geleitet. In dieser Kammer werden der Totaldruck p_{tot} ¹ und die Totaltemperatur T_{tot} ² gemessen. p_{tot} kann dabei im Fall der Zuströmung mittels Druckluft über einen Druckminderer eingestellt werden bzw. im Fall der Verdichtung mittels Staubsaugermotor über die Motordrehzahl reguliert werden. Bei bekanntem Umgebungsdruck p_0 können nun entsprechend Ames [1953] sowohl die Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung v_{pot} als auch die Temperatur T_{pot} innerhalb des Potentialkerns berechnet werden. In Tabelle 4.2 sind die untersuchten Betriebsbedingungen der beiden Messkonfigurationen zusammengefasst. Die Totaltemperaturen der Zuströmung mittels Druckluft (Konfiguration 1, Nr. 6 – 10) liegen im Bereich von 294 bis 296 K. Aufgrund der adiabaten Expansion der verdichteten Luft aus der Düse kommt es zu einem Absinken der Temperaturen im Potentialkern. Diese liegen je nach eingestelltem p_{tot} zwischen

¹gemessen mit GE DPI705, Messbereich 0 - 20 bar, relative Abweichung < 0,1 %

²gemessen mit Fluke 53IIb mit Typ K Messfühler, relative Abweichung < 0,5 %

Nr.	Konfiguration 1					Konfiguration 2				
	p_0 (mbar)	p_{tot} (mbar)	T_{tot} (K)	v_{pot} (m/s)	T_{pot} (K)	p_0 (mbar)	p_{tot} (mbar)	T_{tot} (K)	v_{pot} (m/s)	T_{pot} (K)
1	994	1011	304,2	-54,4	302,7	1004	1021	305,8	-53,5	304,4
2	994	1033	310,6	-82,1	307,2	1004	1041	311,5	-80,3	308,3
3	989	1056	317,9	-108,9	312,0	1005	1071	318,8	-107,5	313,0
4	989	1077	324,2	-125,6	316,3	1011	1100	324,0	-125,1	316,2
5	988	1098	330,0	-140,7	320,1	1011	1124	330,4	-140,3	320,6
6	987	1003	296,1	-52,2	294,7					
7	992	1031	295,3	-80,7	292,0					
8	986	1053	295,0	-105,0	289,5					
9	993	1084	294,5	-120,7	287,2					
10	986	1099	294,5	-134,4	285,5					

Tabelle 4.2: Betriebsbedingungen der beiden Konfigurationen des Freistrahlexperiments.

285 und 295 K. Im Fall des Staubsaugermotors (Konfiguration 1 & 2, Nr. 1 – 5) wird ein Teil der für den Betrieb des Motors aufgewendeten elektrischen Energie in Wärme umgesetzt. Aus diesem Grund erhöhen sich die gemessenen T_{tot} auf Werte zwischen 304 bis 330 K, was den für die Messungen relevanten Temperaturbereich im Potentialkern nach 302 bis 321 K verschiebt. Sowohl für die Experimente mit Druckluft als auch für die entsprechenden Experimente mit Motorzuströmung liegen die Absolutwerte der realisierten Strömungsgeschwindigkeiten v_{pot} im Potentialkern zwischen 50 und 140 m/s.

Der Aufbau des Kamerasystems war für beide Messkonfigurationen identisch. Als Frontlinse wurde ein Objektiv der Firma Fujinon des Typs CF75HA-1 mit einer Brennweite $f' = 75$ mm und einer Blendenzahl $b = 1,8$ verwendet. Für die erste Konfiguration wurde der Laserstrahl zu einem Lichtschnitt von ca. 48 mm Höhe und einer Dicke von 0,6 mm aufgeweitet, für die zweite Konfiguration betrug die Lichtschnitthöhe etwa 32 mm bei vergleichbarer Dicke. Für beide Experimente war der Detektor senkrecht zur Lichtschnittebene orientiert und betrachtete ein Bildfeld von 53×53 mm². Die Kamera wurde mit einem 4 x 4 Hardware-Binning betrieben, somit betrug die räumliche Auflösung 0,4 mm pro Pixelelement. Es wurde für jede Betriebsbedingung ein Frequenzscan mit 32 Messfrequenzen durchgeführt, die Schrittweite zwischen zwei aufeinanderfolgenden Wellenzahlen betrug $0,001 \text{ cm}^{-1}$. Die Belichtungszeit pro Frequenz war 3 s für Konfiguration 1 und 2 s für Konfiguration 2. Um das Signal-Rausch-Verhältnis zu steigern, wurde der Frequenzscan für jede Betriebsbedingung dreimal wiederholt. Die drei aufeinanderfolgenden Messungen wurden in der Auswertung zu einem gemittelten Datensatz

zusammengefasst.

4.2.1 Lochkameramodell

Entsprechend der Streugeometrie aus Abbildung 4.1 wird das aus dem Messbereich gestreute Laserlicht mittels des Frontobjektivs des Kamerasystems gesammelt. Sowohl die Modellgleichung der Frequenzscan-Methode (2.26) als auch die der kombinierten Methode (2.28) wurden unter Annahme einer Lochkamera formuliert. Das bedeutet, dass alle Lichtstrahlen, die von einem Objekt in Richtung des Detektors gestreut werden, durch eine infinitesimal kleine Blende in das Kamerasystem eintreten [Pedrotti, 2002]. Diese Annahme vernachlässigt den endlichen Durchmesser des Objektivs und infolge dessen die Variation des Beobachtungswinkels Θ an unterschiedlichen radialen Positionen der Frontlinse. Da Θ sowohl über die Doppler-Formel (2.12) als auch über das S6-Modell durch die Eingangsgrößen X und Y aus Gleichung (2.18) Einfluss auf die Bestimmung der Strömungsgrößen hat, sollen im Folgenden die Auswirkungen der vereinfachenden Annahme der Lochkamera untersucht werden.

Von jedem Punkt in der Objektebene geht ein Strahlenbündel aus, dessen Öffnungswinkel durch die verwendete Frontoptik bestimmt ist. Der Öffnungswinkel wiederum wird vom objektseitigen Bild der Aperturblende, der sogenannten Eintrittspupille, begrenzt [Pedrotti, 2002]. Die Eintrittspupille definiert folglich in diesem Kontext die Bezugsebene, auf der jeder Lichtstrahl, der von einem Punkt der Objektebene ausgeht, unter einem bestimmten Winkel $\Theta_{\hat{i}\hat{j}}$, der im Lochkameramodell mit dem Beobachtungswinkel Θ seine Entsprechung hat, auftritt. Da die $\Theta_{\hat{i}\hat{j}}$ sowohl Einfluss auf die Dopplerverschiebung als auch auf die Form des Rayleigh-Spektrums haben, empfangen alle Punkte auf der Eintrittspupille Lichtsignale mit unterschiedlichen spektralen Eigenschaften. Die gesamte Rayleigh-Intensität, die auf einem Sensorelement des Detektors registriert wird, ist dann die Summe der Intensitäten der einzelnen Lichtstrahlen $\hat{i}\hat{j}$, nachdem diese den molekularen Filter passiert haben. Basierend auf Gleichung (2.26) ergibt sich sodann die akkumulierte Intensität zu

$$S_{ijf}^* = \sum_{\hat{i}} \sum_{\hat{j}} S_{ijf,\hat{i}\hat{j}}(X_{\hat{i}\hat{j}}, Y_{\hat{i}\hat{j}}, \nu_{0,f}) . \quad (4.3)$$

Die weitere Untersuchung des Einflusses der Modellannahme einer Lochkamera soll im Folgenden numerisch erfolgen. Analog zu Forkey et al. [1998] sollen die sich ergebenden systematischen Messabweichungen über eine Variation des Quotienten des Arbeitsab-

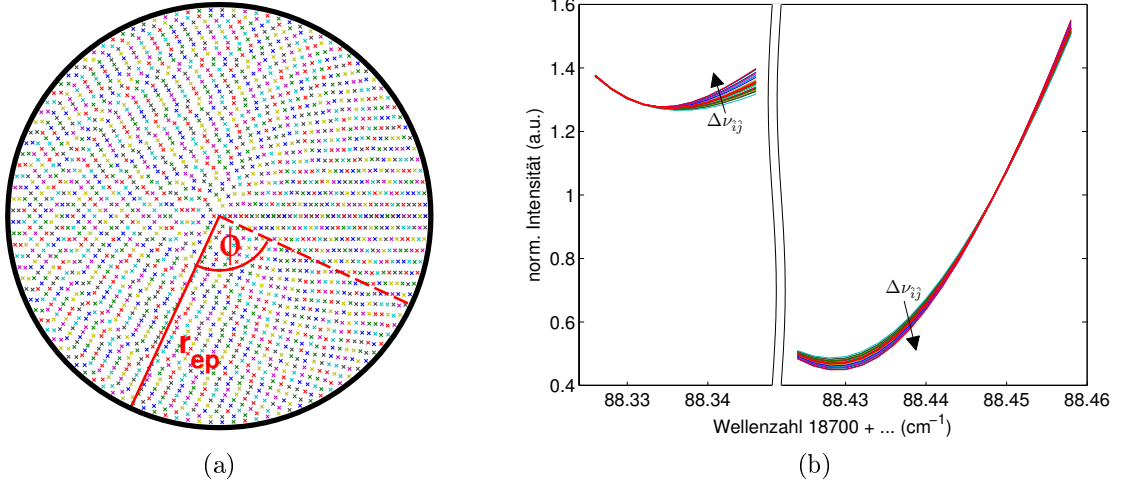


Abbildung 4.2: (a) In Abhängigkeit von r_{ep} und ϕ werden diskrete Punkte (x) über die Eintrittspupille verteilt. (b) Normierte Intensitätsspektren der einzelnen Positionen auf der Eintrittspupille für $a/(2r_{ep}) = 10$. Diese werden zu einem gemittelten Spektrum zusammengefasst (dicke rote Linie).

stands zum Durchmesser der Eintrittspupille $a/(2r_{ep})$ betrachtet werden. Dazu muss im ersten Schritt die Eintrittspupille diskretisiert werden. Abbildung 4.2a soll dies illustrieren: Die schwarze Linie definiert die Umrandung der Eintrittspupille. Anhand des Radius r_{ep} und des Drehwinkels ϕ um das Zentrum werden diskrete Punkte auf der gesamten Fläche der Eintrittspupille verteilt. Dabei ist der Radius der Eintrittspupille über den Zusammenhang

$$b = \frac{f'}{2r_{ep}} \quad (4.4)$$

mit b als der Blendenzahl und f' als der Brennweite des verwendeten Objektivs bestimmt [Pedrotti, 2002]. Anschließend werden basierend auf Gleichung (4.3) simulierte FSM-FRS-Datensätze erzeugt. Betrachtet werden soll der Punkt des Messfelds, der sich entsprechend Abbildung 4.1 aus der Verlängerung der optischen Achse des Frontobjektivs, welche der z -Achse entspricht, zur Objektebene ergibt. Um den Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit charakterisieren zu können, wurden die Eingangsgrößen der Simulation entsprechend Konfiguration 2 gewählt. Untersucht wurde entsprechend Tabelle 4.2 die erste Betriebsbedingung. Da sich die Dopplerverschiebung über die Eintrittspupille verändert, muss $\Delta\nu$ für jeden Punkt $\hat{i}\hat{j}$ separat berechnet werden. Entsprechend des Koordinatensystems aus Abbildung 4.1b breitet sich der Laser mit $\vec{l} = (1,0,0)$ entlang der

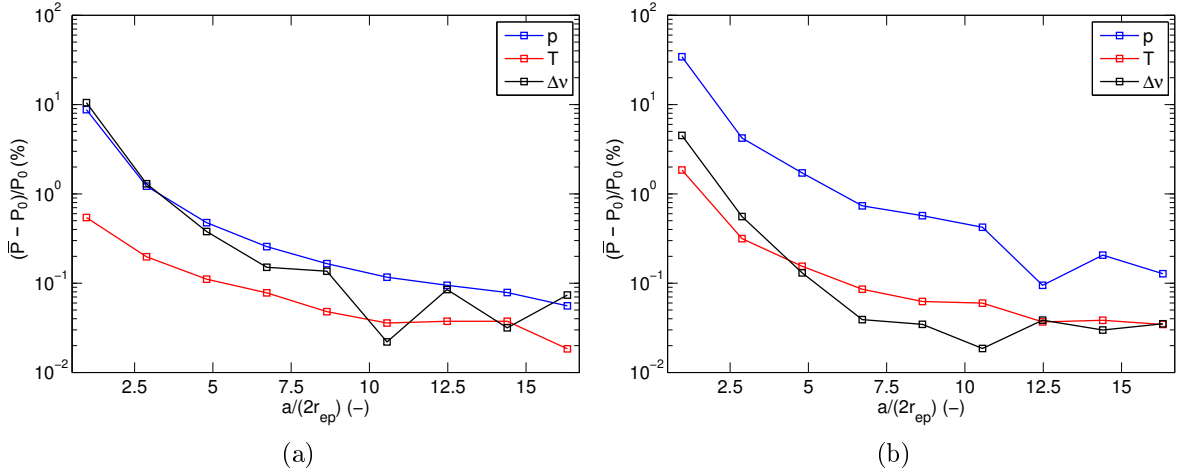


Abbildung 4.3: Relative Abweichung der Mittelwerte des $pT\Delta\nu$ -Fit von p_0 , T_{pot} und $\Delta\nu_{pot,ij}$ für Frequenzscan- (a) und kombinierte Methode (b) über dem Verhältnis von Arbeitsabstand zu Durchmesser der Eintrittspupille $a/(2r_{ep})$.

x -Richtung aus; der Beobachtungsvektor vom Messvolumen zum Detektor $\vec{o} = (0,0,1)$ zeigt in Richtung der z -Achse. Abbildung 4.2b zeigt farbkodiert eine Schar entsprechend Gleichung (2.28) normierter FSM-FRS-Intensitätsspektren, die aus den verschiedenen Positionen auf der Eintrittspupille bei Betriebsbedingung Konfiguration 2, Nr. 1 resultieren, im Vergleich zur entsprechend normierten Summe S_{ijf}^* aus Gleichung (4.3). Dabei bewirken, bedingt durch die Variation von Θ_{ij} , steigende $\Delta\nu_{ij}$ am rechten Absorptionsminimum einen Anstieg der normierten Intensität im gekennzeichneten Bereich. Ansteigende $\Delta\nu_{ij}$ am rechten Minimum hingegen haben eine Verringerung der normierten Intensität zur Folge. Für den nachfolgenden Vergleich werden die Dopplerverschiebungen der diskreten Punkte zu einem Mittelwert $\overline{\Delta\nu_{ij}}$ zusammengefasst. Analog zum Monte-Carlo-Ansatz aus Abschnitt 2.4.5 wird das auf Basis der ausgewählten Betriebsbedingung erzeugte Intensitätsspektrum S_{ijf}^* mit normalverteiltem Rauschen versehen. Mittels des Levenberg-Marquardt-Auswertalgorithmus und der gleichzeitigen Anpassung von p , T und $\Delta\nu$ werden dann auf Basis der Modellgleichungen (2.26) und (2.28) des Lochkameramodells die Strömungsgrößen bestimmt und mit den Eingangsgrößen verglichen.

In Abbildung 4.3 sind die Ergebnisse der Analyse zusammengefasst. Dargestellt sind für beide Auswertemethoden die relativen Abweichungen der Mittelwerte für p , T und $\Delta\nu$ aus der Monte-Carlo-Simulation zu den Eingangsgrößen p_0 , T_{pot} und $\overline{\Delta\nu_{pot,ij}}$ der aus-

gewählten Betriebsbedingung über dem Verhältnis von Arbeitsabstand zu Durchmesser der Eintrittspupille. Die Verläufe der relativen Abweichungen sind für beide Methoden vergleichbar, wobei für die kombinierte Methode aufgrund der verringerten Drucksensitivität die Werte für p erhöht sind. Die größten relativen Abweichungen sind für beide Methoden für die geringsten $a/(2r_{ep})$ zu verzeichnen. Mit steigendem Verhältnis verringern sich die relativen Abweichungen der Mittelwerte stark. Oberhalb von $a/(2r_{ep}) = 7,5$ liegen diese für Frequenzscan- und kombinierte Methode für die Temperatur unter 0,1 % bzw. für die Dopplerverschiebung im Bereich von 0,1 % – 0,5 %. Für den Druck fallen die Werte entsprechend unter 0,3 % und 1 %.

Die Messabweichung, die aus der vereinfachenden Annahme eines Lochkameramodells bei der Bestimmung der Strömungsgrößen resultiert, ist insbesondere für geringe Verhältnisse aus Arbeitsabstand zu Durchmesser der Eintrittspupille signifikant. Mit ansteigendem $a/(2r_{ep})$ verringert sich die Diskrepanz zwischen den Eingangsgrößen p_0 , T_{pot} und $\overline{\Delta\nu}_{pot,\hat{i}\hat{j}}$ und den Mittelwerten von Druck, Temperatur und Dopplerverschiebung aus der Monte-Carlo-Simulation hingegen stark. Für das Freistrahlexperiment beträgt das Verhältnis $a/(2r_{ep})$ ungefähr 10. Die Messabweichungen, die sich aus der Annahme des Lochkameramodells ergeben, sind somit mit unter 0,2 % für alle Strömungsgrößen aus der Frequenzscan-Methode sowie für Temperatur und Dopplerverschiebung aus der kombinierten Methode in Bezug auf die Gesamtunsicherheit vernachlässigbar.

4.2.2 Laserabhängiger Untergrund des Detektoraufbaus

Bei Aufstellung von Gleichung (2.23) in Abschnitt 2.3.3 wurde mit C_t ein Intensitätsparameter eingeführt, der den laserabhängigen Untergrund, der beim Durchgang des Streulichts durch den Detektoraufbau entsteht, beschreiben soll. In Abschnitt 3.2.4 wurde ausgeführt, wie an den optischen Elementen des Kamerasystems reflektiertes Laserstreulicht interferiert und somit ein System Newtonscher Ringe auf dem Kamerasensor erzeugt. Trotz der getroffenen Maßnahmen zur Verringerung des Effekts bleibt eine Frequenzabhängigkeit des laserabhängigen Untergrunds C_t bestehen, die zur systematischen Unsicherheit des FSM-FRS-Systems beiträgt.

Eine Bestimmung des laserabhängigen Untergrunds kann nur bei eingeschalteter Laserlichtquelle erfolgen. Da der Untergrund erst im Kamerasystem erzeugt wird, hängt dieser von allen Streulichtkomponenten des betrachteten Volumens, also auch von der Rayleigh-Streuung, ab. Dementsprechend können Ansätze, wie beispielsweise das Einbringen von Gasen mit geringem Rayleigh-Streuquerschnitt oder eine Evakuierung des Messbereichs [Fourquette et al., 1986; Forkey et al., 1996], welche eine von der Rayleigh-

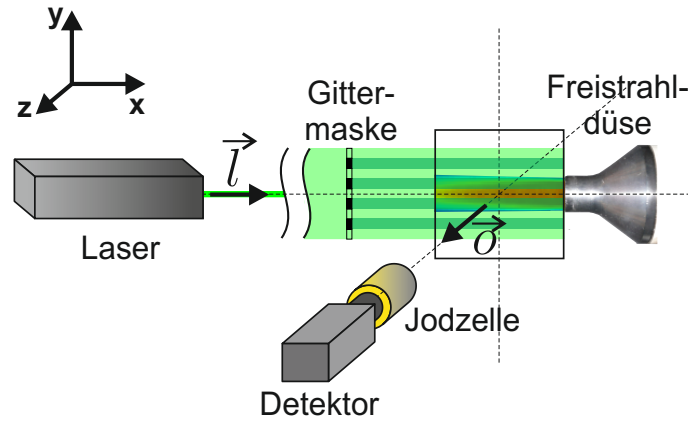


Abbildung 4.4: Messaufbau des Komplementär-Streifenverfahrens.

Streuung unabhängige Messung des Untergrunds bei eingeschaltetem Laser ermöglichen würden, hier nicht verfolgt werden. Stattdessen bietet sich das sogenannte Komplementär-Streifenverfahren [Schodl et al., 2006] als mögliche Lösung an.

Dem Verfahren liegt die Idee zugrunde, die Anteile des laserabhängigen Untergrunds C_t durch Einbringen einer Gittermaske in den Strahlengang des Lasers sichtbar zu machen. Die Vorgehensweise besteht nun darin, ein Datenbild an einer Messfrequenz aufzunehmen. Entsprechend Abbildung 4.4 wird durch Platzieren der Gittermaske im Laserlichtschnitt im betrachteten Messbereich ein Muster bestehend aus hellen und dunklen Streifen generiert. Während die hellen Streifen die Intensitätsanteile sowohl des Messsignals als auch des laserabhängigen Untergrunds beinhalten, repräsentieren die Intensitäten der dunklen Streifen allein den Untergrund des Streifenbilds. Durch Interpolation der Intensitäten der dunklen Streifen auf den gesamten Messbereich kann so der laserabhängige Untergrund C_{t1} des Streifenbilds bestimmt werden. Im nächsten Schritt wird durch Subtraktion des Streifenbilds vom Datenbild ein komplementäres Streifenbild erzeugt. Die Intensitäten der dunklen Streifen werden dann wiederum auf das betrachtete Messfeld interpoliert und bilden den laserabhängigen Untergrund C_{t2} des Komplementär-Streifenbilds. Durch Summieren der Untergrundanteile von Streifen- und Komplementär-Streifenbild kann der laser- und frequenzabhängige Untergrund, der beim Durchgang des Streulichts durch den Detektoraufbau entsteht, mit

$$C_t(\nu_0) = C_{t1}(\nu_0) + C_{t2}(\nu_0) \quad (4.5)$$

berechnet werden.

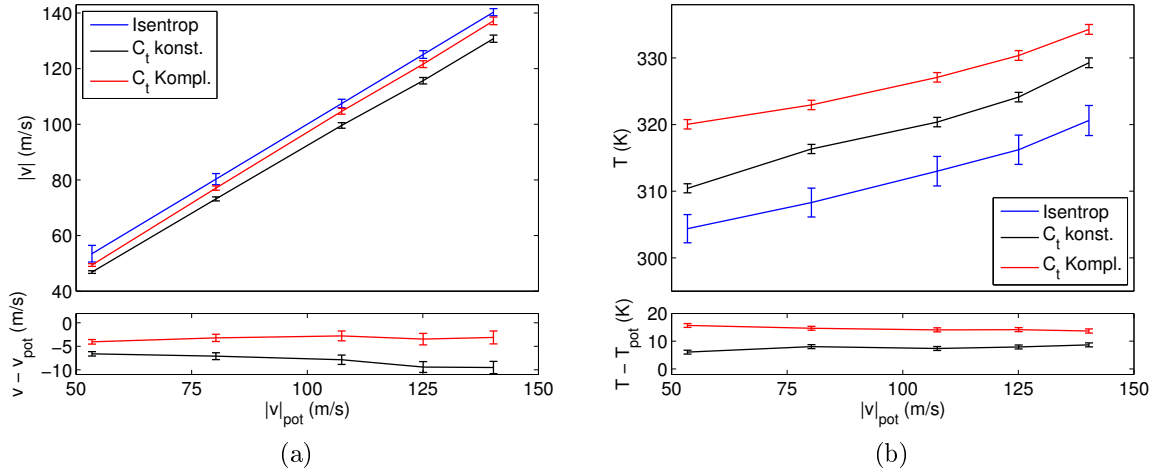


Abbildung 4.5: (a) Strömungsgeschwindigkeit, Oben: berechnet (blau), ausgewertet mit konstantem C_t (schwarz), korrigiert mit Komplementär-Streifenverfahren (rot). Unten: Differenz (Messabweichung) zwischen Berechnung und konstantem C_t (schwarz)/Komplementär-Streifenverfahren (rot). (b) Temperatur, Oben: berechnet (blau), ausgewertet mit konstantem C_t (schwarz), korrigiert dem Komplementär-Streifenverfahren (rot). Unten: Differenz (Messabweichung) zwischen Berechnung und konstantem C_t (schwarz)/Komplementär-Streifenverfahren (rot).

Um den Effekt der Methode zu demonstrieren, wurden die Daten der Freistrahlmessung aus Konfiguration 2 ohne und mit Hintergrundkorrektur durch das Komplementär-Streifenverfahren ausgewertet. Da der statische Druck im Potentialkern dem Umgebungsdruck entspricht, sind für dieses Experiment Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit die relevanten Messgrößen. Aus diesem Grund wurde die folgende Analyse nur mittels der kombinierten Methode vorgenommen. Für den Fall ohne Hintergrundkorrektur wurden T , $\Delta\nu$ und der Hintergrundparameter C_t als konstante Größe für alle Messfrequenzen mittels der Auswerteroutine angepasst. Für den mittels der Komplementär-Streifenmethode korrigierten Datensatz wurden T und $\Delta\nu$ durch die Ausgleichsrechnung bestimmt. Da die Strömung im Potentialkern von der Hauptströmungskomponente entgegen der x -Achse dominiert wird, können die ermittelten Dopplerverschiebungen als Strömungsgeschwindigkeiten interpretiert werden.

In Abbildung 4.5a ist ein Vergleich zwischen den berechneten Strömungsgeschwindigkeiten und den mittels des $T\Delta\nu C_t$ -Fit bzw. des $T\Delta\nu$ -Fit mit Hintergrundkorrektur auf Grundlage des Komplementär-Streifenverfahrens bestimmten Vergleichswerten zu sehen. Die Unsicherheiten von v_{pot} und T_{pot} wurden einerseits auf Grundlage der Unsi-

cherheiten der Druck- und Temperaturmessgeräte (vgl. Abschnitt 4.2) und andererseits unter Annahme einer Stabilität des Totaldrucks p_{tot} von ± 1 mbar abgeschätzt und sind durch Fehlerbalken gekennzeichnet. Für den Vergleich wurde für jede Betriebsbedingung eine mittlere Geschwindigkeit und eine mittlere Temperatur im Bereich des Potentialkerns bestimmt; die Fehlerbalken repräsentieren die statistische Messunsicherheit. Für die Auswertung unter Annahme eines konstanten C_t für alle Scanfrequenzen liegt die Messabweichung der mittels FSM-FRS bestimmten Geschwindigkeiten zu den analytischen Vergleichswerten zwischen 6,5 und 9,5 m/s. Durch Anwendung der Hintergrundkorrektur kann die Abweichung auf Werte zwischen 2,5 bis 3,5 m/s für alle Betriebsbedingungen reduziert werden. In Abbildung 4.5b sind die entsprechenden Resultate für die Temperatur über $|v|_{pot}$ aufgetragen. Während für die Annahme des konstanten C_t die Messabweichung im Bereich von 6 bis 9 K liegt, steigen die Werte bei Korrektur mittels der Komplementär-Streifenmethode auf 13 bis 16 K an.

Die Messabweichung zu den analytischen Vergleichswerten bezüglich der Strömungsgeschwindigkeit konnte durch das Komplementär-Streifenverfahren erheblich reduziert werden. Demgegenüber hat die Anwendung der Methode bezüglich der Temperatur den gegenteiligen Effekt. Eine Dopplerverschiebung aufgrund der Strömungsgeschwindigkeit verschiebt die gesamte spektrale Verteilung der Rayleigh-Streuung zu höheren oder niedrigeren Frequenzen. Eine Temperaturänderung hingegen beeinflusst deren spektrale Form. Die trotz der Untergrundkorrektur weiterhin bestehende und sich verstärkende Messabweichung weist auf die spektrale Modellierung der Rayleigh-Streuung als weitere Quelle systematischer Unsicherheit hin.

4.2.3 Spektrale Modellierung der Rayleigh-Streuung

In Abschnitt 2.2.3 wurden bereits einige Aspekte bezüglich des Rayleigh-Streuspektrums und dessen Modellierung mittels des S6-Modells genannt, die eine systematische Abweichung zwischen Messdaten und Modellfunktion bedingen können. Daraus wurde die Aufstellung einer auf empirischen Daten basierenden analytischen Modellfunktion zur Beschreibung der spektralen Verteilung der Rayleigh-Streuung motiviert. Im Folgenden soll im ersten Schritt eine solche Modellfunktion aufgestellt und an das S6-Modell für einen Bereich des Formparameters Y angepasst werden, der die Betriebsbedingungen des Freistrahlexperiments abdeckt. Anschließend sollen die Modellparameter der analytischen Funktion an den entsprechend der kombinierten Methode normierten Messdatensatz der ersten Messkonfiguration des Freistrahlexperiments angepasst werden. Dieser Datensatz wurde für die Kalibrierung der Modellparameter des analytischen Modells

ausgewählt, da aufgrund der Streugeometrie (vgl. Abbildung 4.1a) nur sehr geringe Sensitivität bezüglich der Strömungsgeschwindigkeit besteht. Da der Druck im Potentialkern dem Umgebungsdruck entspricht, hat für dieses Experiment die Temperatur als einziger Parameter Einfluss auf die spektrale Verteilung der Rayleigh-Streuung. Schließlich sollen die Daten der zweiten Messkonfiguration mittels des kalibrierten analytischen Modells ausgewertet werden.

Parametrisierung des S6-Modells

Zur spektralen Form der Rayleigh-Streuung wurden bereits in Abschnitt 2.2 einige generelle Aspekte diskutiert. Sie variiert sehr stark mit der lokalen Dichte, die im dimensionslosen Eingangsparameter Y des S6-Modells ihren Ausdruck findet. Während sich die Form des Rayleigh-Streuspektrums für kleiner werdende Y immer mehr einer Gaußverteilung annähert, bildet sich für steigende Y der charakteristische Dreizack aus zentralem Rayleigh-Peak und Brillouin-Seitenbändern aus [Miles et al., 2001a]. Analog zu Witschas [2011] und Ma et al. [2012] wurde als Ansatz für die eigentliche Modellfunktion eine Überlagerung dreier Funktionen gewählt. Um ein möglichst breites Spektrum an Formen abdecken zu können, ist das Auswahlkriterium dieser Funktionen weniger physikalisch motiviert (vgl. 3 Gauß-Profile in Witschas [2011], 3 Voigt-Profile in Ma et al. [2012]). Vielmehr sollen die verschiedenen Formen mittels des S6-Modells generierter Spektren durch eine Kombination aus Exponential- und gebrochen rationalen Funktionen entsprechend der Ausdrücke

$$s_1(X, Y) = a_1 e^{b_1 X^2} + \frac{1}{c_1 X^2 + d_1}, \quad (4.6)$$

$$s_2(X, Y) = a_2 e^{b_2 (X+c_2)^2} + \frac{1}{d_2 (X+c_2)^2 + e_2 (X+c_2) + f_2} + \dots$$

$$g_2 \left(2a_2 b_2 (X+c_2) e^{b_2 (X+c_2)^2} - \frac{2d_2 (X+c_2) + e_2}{d_2 (X+c_2)^2 + e_2 (X+c_2) + f_2} \right), \quad (4.7)$$

$$s_3(X, Y) = a_2 e^{b_2 (X-c_2)^2} + \frac{1}{d_2 (X-c_2)^2 + e_2 (X-c_2) + f_2} + \dots$$

$$g_2 \left(2a_2 b_2 (X-c_2) e^{b_2 (X-c_2)^2} - \frac{2d_2 (X-c_2) + e_2}{d_2 (X-c_2)^2 + e_2 (X-c_2) + f_2} \right) \quad (4.8)$$

so exakt wie möglich wiedergegeben werden. X entspricht dabei der in Gleichung 2.18 eingeführten dimensionslosen Frequenzvariablen. Das gesamte Spektrum setzt sich aus einer Linearkombination dieser drei Anteile zusammen. Die Integrale mittels des S6-Modells generierter spektraler Profile sind auf eins normiert. Übertragen auf die analy-

tische Modellfunktion resultiert diese schließlich in folgenden Ausdruck:

$$s_{Mod}(X,Y) = \frac{s_1(X,Y) + s_2(X,Y) + s_3(X,Y)}{\int_{-\infty}^{\infty} (s_1(X,Y) + s_2(X,Y) + s_3(X,Y)) dX} . \quad (4.9)$$

Um eine ausreichende Konvergenz des Integrals im Nenner bei der numerischen Lösung des Ausdrucks zu gewährleisten, muss dieser mindestens über einen Bereich von $X = -5,7$ bis $X = 5,7$ integriert werden. Gleichung 4.9 zeigt im Intervall $-2,09 \leq X \leq 2,09$ eine sehr gute Übereinstimmung mit dem S6-Modell. Hingegen können dessen Flügel durch die Modellfunktion nur unzureichend wiedergegeben werden. Aus diesem Grund wird für die Modellierung der Bereiche $X < -2,09$ und $X > 2,09$ mit

$$s_{fl} = a_{fl} X^{b_{fl}} \quad (4.10)$$

eine zusätzliche Funktion definiert. Die Parameter a_{fl} und b_{fl} der Flügelfunktion sind mit

$$\begin{aligned} s_{fl}(2,09) &= s_{Mod}(2,09) \\ \frac{ds_{fl}}{dX}(2,09) &= \frac{ds_{Mod}}{dX}(2,09) \end{aligned} \quad (4.11)$$

eindeutig bestimmt.

Das Prinzip der Parametrisierung des S6-Modells soll anhand von Abbildung 4.6 verdeutlicht werden. In Abbildung 4.6a ist die analytische Modellfunktion s_{Mod} (schwarz) für $Y = 4$ im Intervall $-2,09 \leq X \leq 2,09$ dargestellt. Diese setzt sich aus den Anteilen s_1 (blau), s_2 (rot) und s_3 (grün) zusammen. Der Ausdruck s_1 repräsentiert die zentrale Rayleigh-Linie, die Anteile s_2 und s_3 jeweils die links- bzw. rechts-verschobenen Brillouin-Peaks. In Abbildung 4.6b ist die Modellierung der spektralen Flügel zu sehen. Für $X < -2,09$ und $X > 2,09$ schließt s_{fl} (rot) an die Modellfunktion des zentralen Bereichs s_{Mod} (schwarz) an.

Anhand der Gleichungen 4.6 – 4.9 wurde eine analytische Modellfunktion zur Beschreibung des S6-Modells in Abhängigkeit von 11 Modellparametern definiert. Diese Parameter können ihrerseits als Funktionen der Regimevariablen Y interpretiert werden. Um den Verlauf der 11 Parameterfunktionen in Abhängigkeit von Y zu ermitteln, werden deren Koeffizienten für einen Bereich von $Y = 0,32$ bis $Y = 2,4$ mittels eines Levenberg-Marquardt-Algorithmus so lange angepasst, bis die Summe der Fehlerquadrate zwischen den spektralen Profilen des S6-Modells und der analytischen Modellfunktion

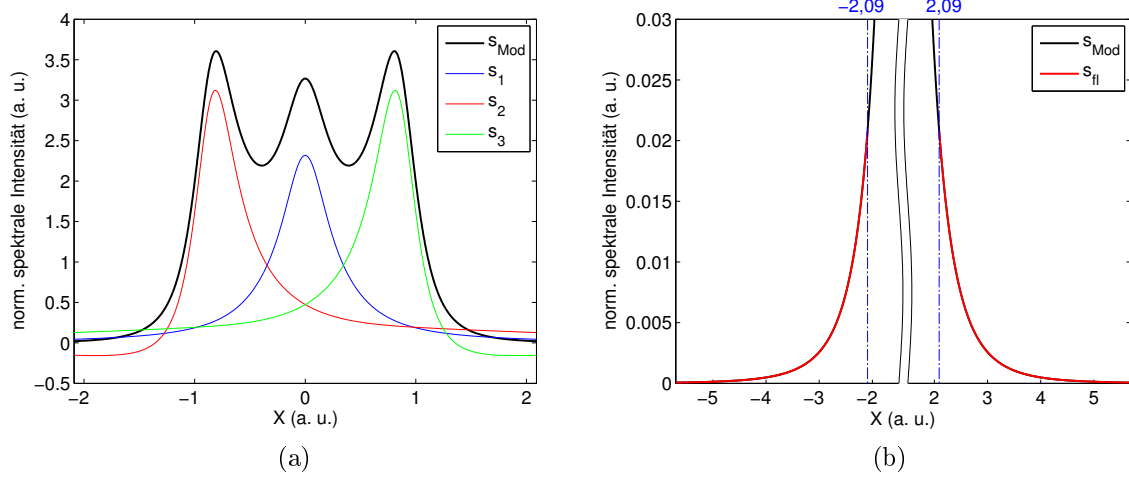


Abbildung 4.6: Analytische Modellierung des S6-Modells für $Y = 2,4$: (a) s_1 (blau), s_2 (rot) und s_3 (grün) addieren sich zu s_{Mod} (schwarz). (b) s_{fl} (rot) schließt für $X < -2,09$ und $X > 2,09$ an s_{Mod} (schwarz) an.

minimiert ist. Daraus ergeben sich folgende Ausdrücke für die Parameterfunktionen:

$$\begin{aligned}
 a_1(Y) &= q_1 e^{q_2 Y} Y^{q_3} + q_4 e^{q_5 Y} + q_6 Y^{-2} + q_7 \\
 b_1(Y) &= q_8 Y^7 + q_9 Y^6 + q_{10} Y^5 + q_{11} Y^4 + q_{12} Y^3 + q_{13} Y^2 + q_{14} Y + q_{15} \\
 c_1(Y) &= q_{16} Y^{q_{17}} + q_{18} Y^{q_{19}} + q_{20} Y^2 \\
 d_1(Y) &= (q_{21} Y^2 + q_{22} Y + q_{23}) / (q_{24} Y^3 + q_{25}) + q_{26} Y^{-2} + q_{27} Y \\
 a_2(Y) &= q_{28} Y + q_{29} \\
 b_2(Y) &= q_{30} Y^{q_{31}} e^{q_{32} Y} + q_{33} Y^{q_{34}} + q_{35} Y^{q_{36}} + q_{37} Y + q_{38} \\
 c_2(Y) &= q_{38} Y + q_{39} \\
 d_2(Y) &= q_{40} Y + q_{41} \\
 e_2(Y) &= (q_{42} Y^2 + q_{43} Y) / (q_{44} Y^2 + q_{45} Y + q_{46}) + \dots \\
 &\quad (q_{47} Y^2 + q_{48} Y + q_{49}) / (q_{50} Y^2 + q_{51} Y + q_{52}) \\
 f_2(Y) &= q_{53} Y / (q_{54} Y^2 + q_{55} Y + q_{56}) + q_{57} e^{q_{58} Y} Y^{q_{59}} + q_{60} Y \\
 g_2(Y) &= q_{61} Y^{q_{62}} e^{q_{63} Y} + q_{64} Y^{q_{65}} + q_{66} Y^{q_{67}} + q_{68} Y^{-2}
 \end{aligned} \tag{4.12}$$

Die Koeffizienten q_1 bis q_{68} sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

Abbildung 4.7a oben zeigt Vergleiche von Rayleigh-Streulichtspektren, einerseits berechnet mit dem S6-Modell (*), andererseits mit der analytischen Modellfunktion (-). Unten ist die relative Abweichung der Modelle zueinander, bezogen auf das Maximum

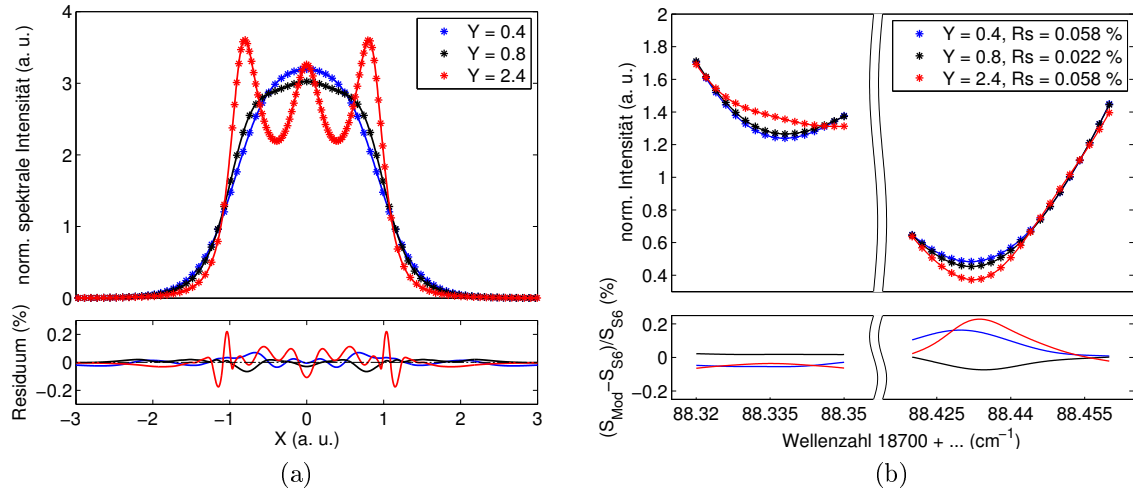


Abbildung 4.7: (a) Oben: Vergleich von Rayleigh-Streulichtspektren, berechnet mit dem S6-Modell (*) und dem analytischen Modell (-) für $Y = 0,4$ (blau), $Y = 0,8$ (schwarz) und $Y = 2,4$ (rot). Unten: Auf den jeweiligen Maximalwert des S6-Modells bezogenes Residuum. (b) Oben: Vergleich der normierten Intensitäten, berechnet mit dem S6-Modell (*) und dem analytischen Modell (-) für $Y = 0,4$ (blau), $Y = 0,8$ (schwarz) und $Y = 2,4$ (rot). Unten: Relative Abweichung zwischen analytischem und S6-Modell.

der normierten spektralen Intensität des S6-Modells des jeweiligen Y -Werts zu sehen. Für $Y = 2,4$ sind die größten Abweichung zwischen den Modellen zu verzeichnen, jedoch übersteigen diese nicht 0,25 %. Für die beiden anderen dargestellten Y -Werte liegen die Abweichungen hingegen für alle X unter 0,1 %. In Abbildung 4.7b oben sind entsprechend Gleichung 2.28 normierte Intensitätsspektren, die zum einen mit dem S6-Modell (*), zum anderen anhand des analytischen Modells (-) erzeugt wurden, im Vergleich zu sehen. Unten sind die relativen Abweichungen zwischen den Modellen dargestellt. Diese liegen für die Wellenzahlen des linken Absorptionsminimums für alle dargestellten Y unter 0,05 %, während sie am rechten Minimum für $Y = 2,4$ auf 0,23 % ansteigen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass für Wellenzahlen nahe des rechten Transmissionsminimums bis zu 95 % der spektralen Intensität der Rayleigh-Streuung durch den molekularen Filter absorbiert wird. Hingegen passieren die spektralen Anteile, die den Flügeln zuzurechnen sind, den Jodfilter nahezu ungehindert. Ungefiltert ist der Anteil der Flügel an der Gesamtintensität mit $\sim 0,1$ % sehr gering. Wenn allerdings der zentrale Teil des spektralen Profils der Rayleigh-Streuung für bestimmte Wellenzahlen durch den molekularen Filter zum größten Teil absorbiert wird, wird der Einfluss der spektralen Flügel auf die normierten Intensitäten dadurch überproportional stark betont. Die erhöhten

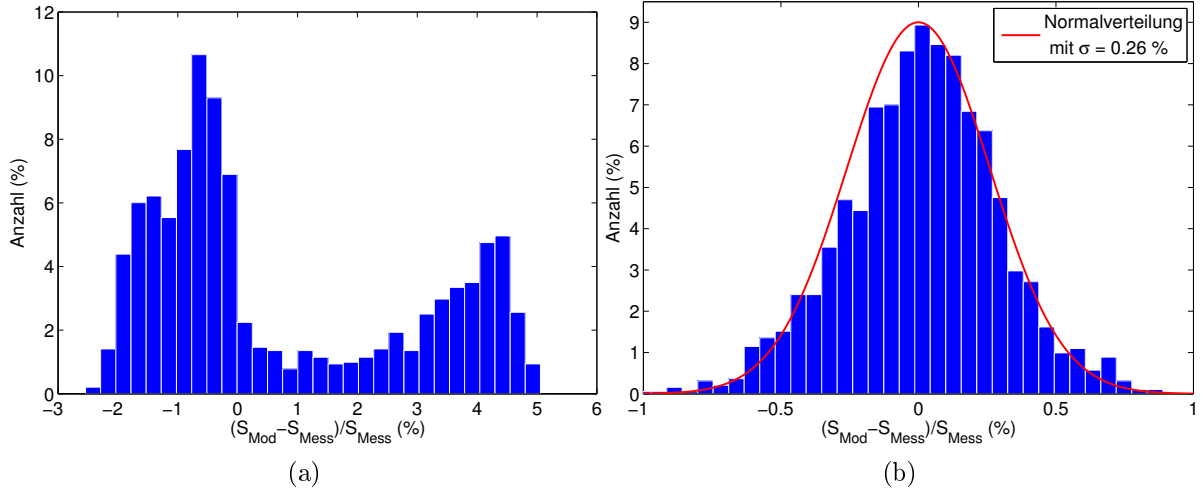


Abbildung 4.8: Relative Abweichungen zwischen gemessenen Intensitäten S_{Mess} und mit dem S6-Modell berechneten S_{S6} (a) bzw. mit dem kalibrierten analytischen Modell berechneten S_{Mod} (b).

relativen Abweichungen der mittels des analytischen Modells berechneten normierten Intensitäten von denen des S6-Modells an der rechten Absorptionslinie können aus diesem Grund auch als Indikator für eine unzureichende Modellierung der spektralen Flügel durch das analytische Modell angesehen werden. Trotz dieser Abweichung sind die entsprechend Gleichung (2.30) berechneten relativen Residuen im Vergleich zu den entsprechenden Werten eines typischen FSM-FRS-Datensatzes mit 0,022 bis 0,058 % um eine Größenordnung geringer. Das analytische Modell kann demnach ohne Erhöhung der Messunsicherheit bei signifikanter Verringerung der Berechnungsdauer als Ersatz für das S6-Modell herangezogen werden.

Kalibrierung des analytischen Modells

Die Kalibrierung des analytischen Modells erfolgt nun durch Modifikation der 68 Koeffizienten der 11 Parameterfunktionen aus Gleichung 4.12. Diese werden so lange angepasst, bis die Summe der Fehlerquadrate zwischen der Modellfunktion (2.28) der kombinierten Methode und den Messdaten aus Konfiguration 1 des Freistrahlexperiments minimal wird. Gemäß der Betriebsbedingungen aus Tabelle 4.2 entspricht dies einer Kalibrierung des analytischen Modells für einen Bereich des Formparameters Y von 0,7 bis 0,82. Die modifizierten Koeffizienten q_1 bis q_{68} sind ebenfalls in Tabelle 4.3 zu finden.

In Abbildung 4.8 sind Histogramme der relativen Abweichungen zwischen gemessenen und mittels des S6-Modells (4.8a) bzw. des kalibrierten analytischen Modells (4.8b)

berechneten Intensitäten im Vergleich zu sehen. Die Verteilung des S6-Modells weist zwei Maxima bei -1 % und 4 % auf. Etwa 56 % der relativen Abweichungen liegen im Intervall -2 % bis 0 % des ersten Peaks, 25 % verteilen sich zwischen 3 % und 5 % am zweiten Maximum. Demgegenüber sind die relativen Abweichungen des kalibrierten analytischen Modells stark reduziert, 93 % der Werte liegen im Intervall $\pm 0,5$ %. Die resultierende Verteilung der relativen Abweichungen zwischen gemessenen und simulierten Daten kann für das kalibrierte analytische Modell anhand einer Normalverteilung der Standardabweichung $\sigma = 0,26$ % beschrieben werden. Die relativen Abweichungen zwischen Messdaten und S6-Modell spiegeln die am Ende des Abschnitts 4.2.2 festgestellte Systematik, welche in der Beschreibung der spektralen Verteilung der Rayleigh-Streuung begründet liegt, wider. Hingegen entspricht der Verlauf der relativen Abweichungen des analytischen Modells einer zufällig verteilten Messunsicherheit.

In den Abbildungen 4.9a und 4.9c sind spektrale Profile des Tenti S6-Modells und des kalibrierten analytischen Modells für ein Pixelelement im Messfeld von Konfiguration 1, Betriebsbedingungen Nr. 5 und 8 des Freistrahlexperiments im Vergleich zu sehen. Bereits für $X > -2,5$ und $X < 2,5$ beginnen die Spektren signifikant voneinander abzuweichen. Während das kalibrierte analytische Modell im Bereich der spektralen Flügel oberhalb des S6-Modells verläuft, schneiden sich die Spektren bei $X = \pm 1,1$ bzw. $X = \pm 1,2$, wobei das S6-Modell in der Folge an Steilheit gewinnt. Die größten Abweichungen zwischen den Modellen von etwa 2 % bzw. 3,5 % sind dann bei $X = \pm 0,9$ im Bereich der Brillouin-Peaks zu verzeichnen. Während das Spektrum des kalibrierten analytischen Modells für $Y = 0,71$ weiterhin unterhalb des S6-Modells verläuft, schneiden sich für $Y = 0,82$ beide Kurven bei $X = \pm 0,6$ erneut. Die Scheitelpunkte des kalibrierten analytischen Modells liegen schließlich um etwa 1 % unter- bzw. 0,8 % oberhalb denjenigen des S6-Modells. Die Abbildungen 4.9b und 4.9d zeigen eine Gegenüberstellung der gemessenen und anhand Gleichung (2.28) normierten Intensitätsspektren mit den mittels des S6-Modells und des kalibrierten analytischen Modells gewonnen Vergleichswerten für dasselbe Pixelelement unter denselben Betriebsbedingungen. Die Abweichungen des S6-Modells von den gemessenen Intensitäten summieren sich zu einem relativen Residuum von $R_s = 1,78$ % für beide Betriebsbedingungen, was um mehr als einen Faktor 3 oberhalb der angenommenen Datenqualität von $R_s = 0,5$ % liegt. Des Weiteren zeigen die Residuen einen deutlichen systematischen Verlauf. Demgegenüber spiegeln die relativen Residuen des kalibrierten analytischen Modells mit 0,545 % bzw. 0,418 % den Wertebereich der Datengüte wider. Da der systematische Effekt der spektralen Modellierung nahezu bereinigt wurde, entspricht der Verlauf der Residuen dem einer statistischen

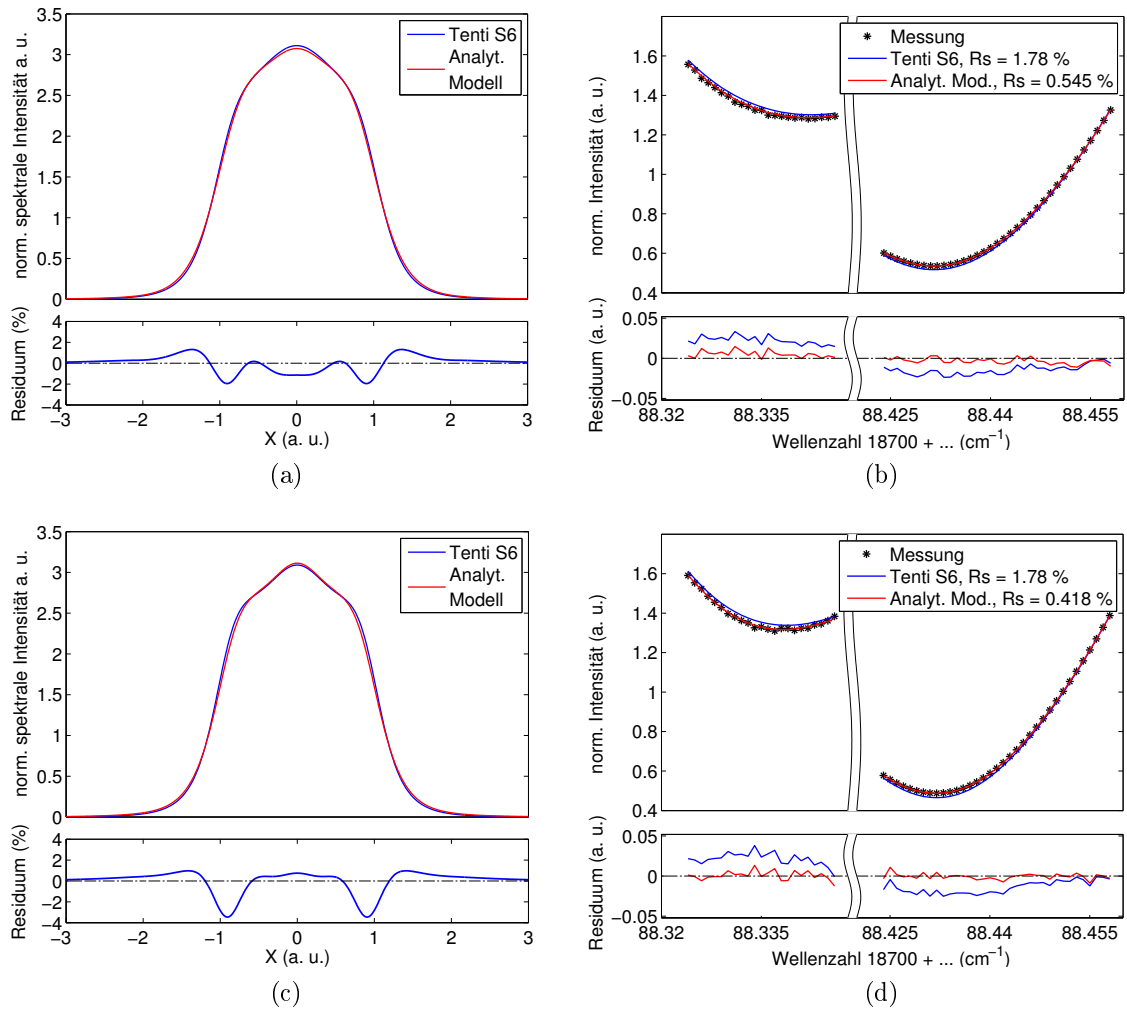


Abbildung 4.9: (a, c) Oben: Spektrale Profile des Tenti S6-Modells (blau) und des kalibrierten analytischen Modells (rot) für $Y = 0,71$ bzw. $Y = 0,82$. Unten: Auf den Maximalwert des S6-Modells bezogenes Residuum. (b, d) Oben: Vergleich der gemessenen normierten Intensitätsspektren (*) mit mittels des Tenti S6-Modells (blau) und des kalibrierten analytischen Modells berechneten spektralen Profilen für $Y = 0,71$ bzw. $Y = 0,82$. Unten: Residuen zwischen gemessenen und berechneten normierten Intensitäten für das Tenti S6- (blau) und für das kalibrierte analytische Modell (rot)

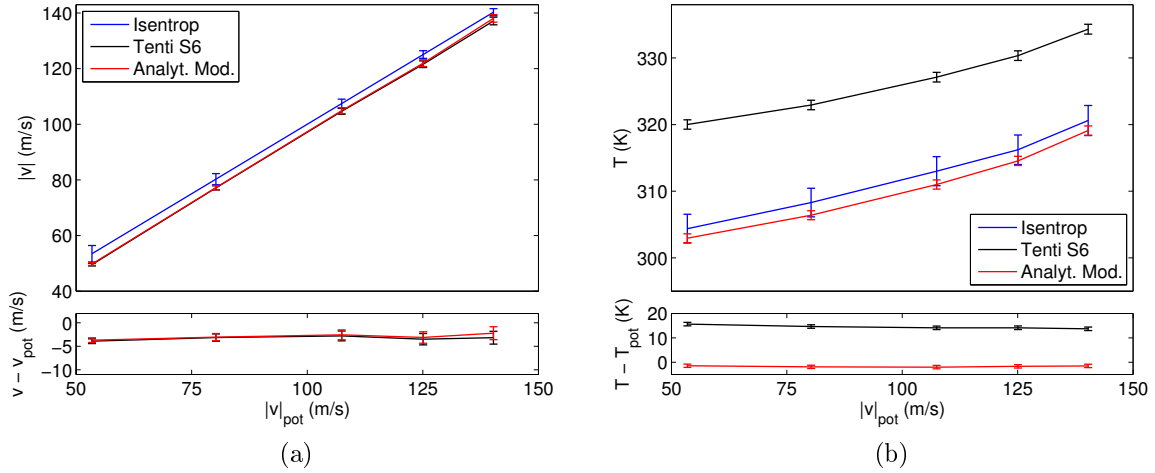


Abbildung 4.10: (a) Strömungsgeschwindigkeit, Oben: Berechnet (blau) und ausgewertet mittels Tenti S6 (schwarz), kalibriertem analytischen Modell (rot). Unten: Differenz (Messabweichung) zwischen Berechnung und Tenti S6 (schwarz)/kalibriertem analytischen Modell (rot). (b) Temperatur, Berechnet (blau) und ausgewertet mittels Tenti S6 (schwarz), kalibriertem analytischen Modell (rot). Unten: Differenz (Messabweichung) zwischen Berechnung und Tenti S6 (schwarz)/kalibriertem analytischen Modell (rot).

Messunsicherheit.

Verifikation der Kalibrierung

Um die im vorigen Abschnitt durchgeführte Kalibrierung zu verifizieren, wurden die Messdaten des Freistrahlexperiments der Konfiguration 2 mit dem kalibrierten analytischen Modell entsprechend der kombinierten Methode ausgewertet. Die Geschwindigkeitsergebnisse unter Verwendung des kalibrierten analytischen Modells in Abbildung 4.10a entsprechen denen des S6-Modells. Da, wie am Ende von Abschnitt 4.2.2 beschrieben, die Dopplerverschiebung nicht durch die spektrale Form der Rayleigh-Streuung beeinflusst wird, bleibt die Messabweichung zwischen 2,5 und 3,5 m/s im Verhältnis zu den berechneten Vergleichswerten weiterhin bestehen. Demgegenüber zeigt die Verwendung des kalibrierten analytischen Modells im Vergleich mit dem Tenti S6-Modell bezüglich der Temperaturergebnisse in Abbildung 4.10b einen deutlichen Effekt. Während die Messabweichung für ersteres Modell nahezu 15 K für alle Betriebsbedingungen beträgt, reduziert sich diese für letzteres auf 1,5 bis 2 K.

4.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die Zusammensetzung des Messunsicherheitsbudgets der FSM-FRS-Messtechnik diskutiert. Dazu wurde eine Unterteilung der relevanten Beiträge in statistische und systematische Anteile vorgenommen. Die statistischen Beiträge zur Messunsicherheit wurden in Abschnitt 4.1 charakterisiert. Wellenzahlstabilität, Messung des Diodensignals, Stabilität der Ausgangsleistung des Lasers und Photonenrauschen wurden als Hauptquellen der statistischen Unsicherheit benannt. Diese wurden durch eine mehrdimensionale Normalverteilung mathematisch erfasst und mittels eines Monte-Carlo-Ansatzes durch die Modellgleichung (4.2) fortgepflanzt. Die Ergebnisse der Analyse (Tabelle 4.1) belegen, dass der in Abschnitt 2.4.5 verfolgte Ansatz, die statistische Unsicherheit anhand der Datenqualität über das relative Residuum abzuschätzen, als alternative Vorgehensweise zur Ermittlung der statistischen Unsicherheit einer FSM-FRS-Messung angewandt werden kann.

Die systematischen Beiträge zur Gesamtunsicherheit eines FSM-FRS-Messsystems wurden in Abschnitt 4.2 anhand eines Freistrahlexperiments diskutiert. In Abschnitt 4.2.3 wurde die Vernachlässigbarkeit des endlichen Durchmessers des Frontobjektivs des Detektoraufbaus diskutiert. Dabei lässt die Annahme einer Lochkamera die Änderung des Beobachtungswinkels über die Eintrittspupille des Objektivs unberücksichtigt, was sowohl über die Doppler-Formel als auch über die spektrale Modellierung der Rayleigh-Streuung Auswirkungen auf die Bestimmung der Strömungsgrößen hat. Für typische Verhältnisse aus Arbeitsabstand zu Durchmesser der Eintrittspupille $a/(2r_{ep}) \geq 10$ kann der Einfluss der vereinfachenden Annahme des Lochkamermodells als vernachlässigbar angesehen werden.

In Abschnitt 4.2.3 wurde der im Detektoraufbau entstehende laserabhängige Untergrund und dessen Beitrag zur Messunsicherheit betrachtet. Um diesen systematischen Einfluss zu korrigieren wurde die sogenannte Komplementär-Streifenmethode angewandt. Das durch Einbringen einer Gittermaske in den laserseitigen Strahlengang erzeugte Muster heller und dunkler Streifen wird dazu verwendet, den aufgeprägten Untergrund auf Grundlage der Bildintensitäten innerhalb der dunklen Streifen zu extrahieren. Durch eine einfache Subtraktion des Streifenbilds von der Aufnahme des streifenfreien Messfelds kann mittels eines dadurch erzeugten komplementären Streifenbilds der noch fehlende Untergrundanteil bestimmt und mit dem Untergrund des Streifenbilds zum gesamten laserabhängigen Untergrund summiert werden. Durch die Untergrundkorrektur konnte die Messabweichung zwischen der analytisch berechneten Lösung des Freistrahls

experiments und den gemessenen Geschwindigkeiten von 6,5 bis 9,5 m/s auf 2,5 bis 3,5 m/s für die Betriebsbedingungen der Konfiguration 2 reduziert werden, wohingegen für die Temperatur ein Anstieg der Messabweichung zu verzeichnen war.

Die verbleibende Messabweichung der Temperaturergebnisse wurde in Abschnitt 4.2.3 auf die Modellierung der spektralen Verteilung der Rayleigh-Streuung zurückgeführt. Aus diesem Grund wurde eine analytische Modellfunktion aufgestellt und in dem für die Freistrahlmessungen relevanten Bereich des Formparameters Y an das S6-Modell angepasst. Dabei kann in diesem Bereich das analytische Modell ohne signifikante Erhöhung der Messunsicherheit als Ersatz für das S6-Modell verwendet werden. Im nächsten Schritt wurde in Abschnitt 4.2.3 das analytische Modell mittels der Messdaten des Freistrahlexperiments der Konfiguration 1 für einen Bereich von $0,7 \leq Y \leq 0,82$ kalibriert. Während sich für ein betrachtetes Pixelelement des Messfelds die Abweichungen zwischen gemessenen und mittels des S6-Modells berechneten Intensitäten zu einem relativen Residuum von 1,78 % summieren, spiegeln die Werte des kalibrierten analytischen Modells mit 0,545 bzw. 0,418 % eine zufällige Verteilung der Residuen und somit eine statistische Messunsicherheit wider. In Abschnitt 4.2.3 wurde die Kalibrierung des analytischen Modells anhand der Freistrahlmessungen der Konfiguration 2 verifiziert. Während die Kalibrierung keinen Einfluss auf die verbliebene Messabweichung zwischen den gemessenen Geschwindigkeiten und den analytisch berechneten Vergleichswerten hatte, konnte die Messabweichung der Temperaturen von bis zu 15 K auf Werte zwischen 1,5 K bis 2 K reduziert werden.

Koeff.	S6-Fit	Kalib. -Fit	Koeff.	S6-Fit	Kalib. -Fit	Koeff.	S6-Fit	Kalib. -Fit
q_1	2	2	q_{24}	-0.243	-0.243	q_{47}	0.527	0.527
q_2	-2.04	-2.04	q_{25}	1.51	1.51	q_{48}	0.756	0.878
q_3	0.00481	-0.131	q_{26}	1.99	1.99	q_{49}	2.35	2.35
q_4	1.67	1.67	q_{27}	1.23	1.23	q_{50}	0.222	0.115
q_5	-2.11	-2.11	q_{28}	$-1.1 \cdot 10^{-6}$	$-1.1 \cdot 10^{-6}$	q_{51}	1.45	1.45
q_6	0.0012	0.0012	q_{29}	-0.0979	-0.434	q_{52}	0.0877	0.00546
q_7	2.01	2.01	q_{30}	4.87	4.87	q_{53}	1.52	1.52
q_8	-1.83	-1.83	q_{31}	-4.23	-4.23	q_{54}	-0.336	-0.336
q_9	15.2	15.2	q_{32}	-5.5	-5.5	q_{55}	0.0108	-0.0393
q_{10}	-46.6	-46.6	q_{33}	0.734	0.734	q_{56}	1.83	1.83
q_{11}	58.9	58.9	q_{34}	3.47	3.47	q_{57}	-5.33	-5.33
q_{12}	-11.5	-11.5	q_{35}	2.16	2.16	q_{58}	5.38	5.38
q_{13}	-37.3	-37.3	q_{36}	0.0517	0.0517	q_{59}	1.48	1.48
q_{14}	25.7	25.7	q_{37}	-0.0335	-0.0645	q_{60}	1.04	1.04
q_{15}	-10.9	-6.53	q_{38}	-0.00021	-0.00021	q_{61}	1.51	1.51
q_{16}	2.81	2.81	q_{39}	5.64	4.91	q_{62}	0.525	0.524
q_{17}	0.45	0.704	q_{40}	0.000108	0.000108	q_{63}	-0.743	-0.753
q_{18}	0.0198	0.0198	q_{41}	7.77	7.01	q_{64}	0.00561	-0.0256
q_{19}	0.458	0.458	q_{42}	0.838	0.838	q_{65}	8.69	8.69
q_{20}	-1.18	-1.18	q_{43}	1.02	1.02	q_{66}	-0.238	-0.3
q_{21}	1.81	1.81	q_{44}	1.38	1.38	q_{67}	-0.232	-0.111
q_{22}	0.00804	-0.0773	q_{45}	1.84	1.84	q_{68}	-7.02	-7.02
q_{23}	-0.0165	-0.0165	q_{46}	0.596	0.596			

Tabelle 4.3: Koeffizienten der Parameterfunktionen (Gleichung 4.12) für die Anpassung des analytischen Modells an das S6-Modell (S6-Fit) und an die Messdaten entsprechend Tabelle 4.2, Konfiguration 1 (Kalib.-Fit).

5 Messanwendungen in Luft

Die Charakterisierung von Luftströmungen ist ein wichtiges Anwendungsfeld der optischen Strömungsdiagnostik. In diesem Abschnitt sollen zwei Anwendungsbeispiele der FSM-FRS-Messtechnik in Luftströmungen diskutiert werden. Abschnitt 5.1 befasst sich mit der Messung von Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilungen in einem Ranque-Hilsch-Wirbelrohr an unterschiedlichen axialen Positionen. Anschließend kommt in Abschnitt 5.2 ein FSM-FRS-System basierend auf endoskopischer Bilddatenerfassung zum Einsatz. Mit diesem System wurde eine Rohrströmung im Hinblick auf Druck, Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit charakterisiert. Das Kapitel endet mit einer kurzen Zusammenfassung in Abschnitt 5.3.

5.1 Ranque-Hilsch-Wirbelrohr

Bereits 1933 entdeckte Ranque das Phänomen, dass sich Luft, welche unter hohem Druck tangential in ein zylindrisches Rohr eingedüst wird, an einem Ende erwärmt, am anderen Ende hingegen abkühlt. Die Arbeiten von Ranque wurden im Folgenden von Hilsch [1947] aufgegriffen, der versuchte, den Temperaturseparationseffekt zu optimieren, aber auch erste Versuche einer physikalischen Erklärung des Phänomens unternahm. Zu Ehren dieser beiden Wissenschaftler wird die Vorrichtung als Ranque-Hilsch-Wirbelrohr (RHVT) bezeichnet. Das Prinzip des RHVT wurde seit seiner Erfindung in verschiedenen Industrieanwendungen umgesetzt. Der abgekühlte Luftmassenstrom wird unter anderem zur Kühlung elektronischer Komponenten verwendet, die auftretenden Zentrifugalkräfte können zur Abscheidung von Flüssigkeiten oder Feststoffen genutzt werden. Eine Besonderheit des RHVT ist die Tatsache, dass die Temperaturseparation ohne Einwirkung mechanischer Kräfte erfolgt, der Prozess somit rein fluiddynamischer Natur ist [Secchiaroli et al., 2009].

Abbildung 5.1a zeigt eine 3D-Ansicht des in dieser Arbeit untersuchten Wirbelrohrs. Um optische Untersuchungen zu ermöglichen, besteht der Hauptteil der Vorrichtung aus einem zylindrischen, aus Quarzglas gefertigten Rohr. Das Rohr hat eine Länge von

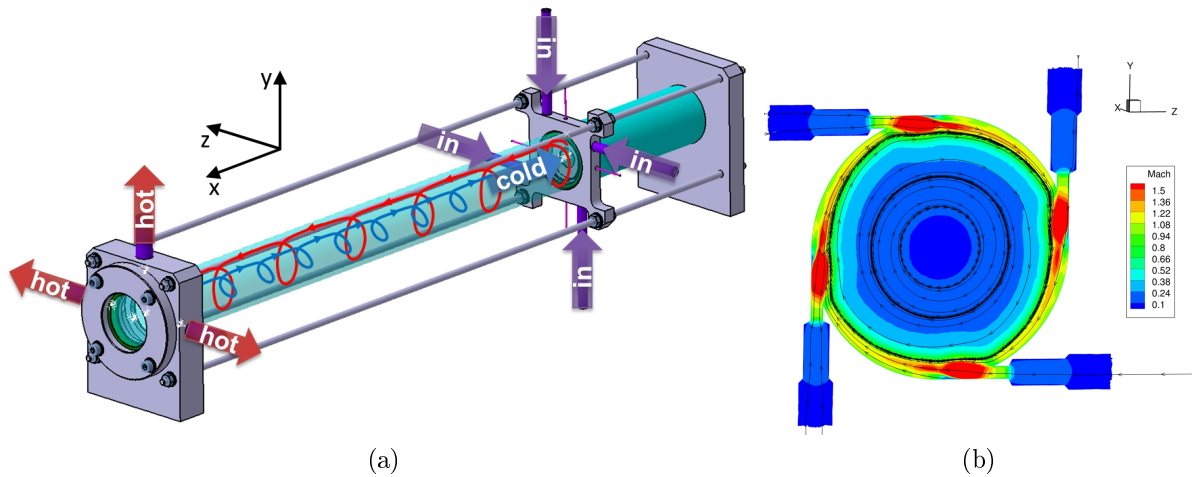


Abbildung 5.1: (a) Druckluft tritt tangential durch vier Düsen in die Wirbelkammer ein. Der geheizte Luftstrom verlässt den Zylinder durch die drei Kanäle auf der linken Seite (Heißauslass), abgekühlte Luft strömt durch eine Blende auf der rechten Seite (Kaltauslass). (b) CFD-Simulation der Machzahl in der Einblaseebene.

700 mm und einen Durchmesser von 30 mm. Druckluft wird in eine Wirbelkammer, die sich am rechten Ende des Glasrohrs befindet, tangential eingeblasen. Die daraus resultierende, stark verdrehte Strömung tritt in das Glasrohr ein und bewegt sich entlang der Wand helixförmig in Richtung Heißauslass. Zentrifugalkräfte bewirken einen positiven radialen Druckgradienten in Richtung der Wand. Während erwärmte Luft den Glaszylinder durch die drei Kanäle auf der linken Seite verlässt (Heißauslass), kehrt ein Teil des Luftstroms um und bildet entlang der Zylinderachse ein zweites Wirbelsystem. Der Drehsinn des inneren Wirbels entspricht dabei dem des äußeren Wirbels. Der größte Teil des inneren Luftstroms strömt abgekühlt durch eine als Kaltauslass bezeichnete Blende am rechten Ende des Rohrs. Eine Kenngröße zur Charakterisierung der Strömung innerhalb des RHVT ist das als Kaltluftstrom bezeichnete Verhältnis

$$\epsilon = \frac{\dot{m}_c}{\dot{m}} \quad (5.1)$$

von kaltem Massenstrom \dot{m}_c zu Gesamtmassenstrom \dot{m} [Hilsch, 1947]. Es kann durch ein Ventil am Heißauslass reguliert werden. Abbildung 5.1b zeigt eine CFD-Simulation der Machzahl in der Einblaseebene. Hinter der Expansion werden Machzahlen von 2 erreicht. In der Nähe der Wand bleibt die Strömung transsonisch, die Machzahlen verringern sich in radialer Richtung hin zur Rohrachse. Die dargestellten Stromlinien zeigen die starke Verdrehung der Strömung am Eintritt.

Die Mechanismen, die der Temperaturseparation zugrunde liegen, sind bis heute Gegenstand kontroverser Diskussion. In Eiamsa-ard und Promvonge [2008] sind ein Großteil der in der Literatur verfügbaren Hypothesen zusammengefasst. Unter anderem werden adiabate Expansion, innere Reibung, statische Temperaturgradienten oder akustische Effekte zur Erklärung des Phänomens herangezogen. In Xue et al. [2010] werden existierende Theorien einer kritischen Beurteilung unterzogen. Die Autoren zeigen auf, dass sich einige Studien in ihren Schlussfolgerungen widersprechen und weisen in diesem Zusammenhang auf offene Fragestellungen hin.

In Xue et al. [2013, 2014] unternehmen dieselben Autoren einen Erklärungsversuch bezüglich der Temperaturseparation. Während der Kühleffekt auf den vorderen Teil des Rohrs eingegrenzt und auf die adiabate Expansion der Luft aus einem Hochdruck- in einen Niederdruckbereich zurückgeführt wird, wird für die Erwärmung im hinteren Teil ein Zusammenspiel mehrerer Wirbelstrukturen verantwortlich gemacht. Deren Interaktion mit dem Wandwirbel führt aufgrund partieller Stagnation und turbulenter Mischung zu einem Austausch von Energie und bewirkt schließlich eine Aufheizung der Wandströmung. Der vordere kalte und der hintere warme Bereich sind dabei durch eine Region geringer Durchmischung voneinander getrennt.

Ahlborn und Gordon [2000] hingegen vergleichen den Mechanismus hinter der Temperaturseparation mit dem klassischen thermodynamischen Kreisprozess einer Kältemaschine. Die durch die starke Rotation hervorgerufenen Zentrifugalkräfte bewirken einen radialen Druckgradienten. Einerseits wird Luft, welche sich entlang des Druckgradienten in Richtung zur Wand bewegt, adiabat verdichtet und somit erwärmt. Andererseits wird Gas, dass sich von der Wand hin zur Rohrachse bewegt, expandiert und kühlt ab. Dieser Prozess kann nur aufrecht erhalten werden, wenn Geschwindigkeitsgradienten in radialer Richtung existieren. Anstatt nur eines einzelnen Sekundärwirbels in Ahlborn und Gordon [2000] wird in Liew et al. [2012a] ein System von turbulenten Wirbelstrukturen für den Transfer von Wärme aus dem zentralen Bereich hin zur Wand verantwortlich gemacht. Solche Strukturen wurden auch in einer numerischen Studie von Secchiaroli et al. [2009] gefunden.

Während die zuvor dargestellten Theorien ein Zusammenspiel strömungsmechanischer Phänomene verantwortlich machen, benennt Kurosaka [1982] „acoustic streaming“ [Lighthill, 1978] als die treibende Kraft hinter der Temperaturseparation. Der Begriff „acoustic streaming“ bezeichnet die Beeinflussung des mittleren Strömungsfeldes durch periodisch auftretende akustische Störungen. Diese transformieren den durch die tangentielle Einblasung induzierten Rankine-Wirbel in einen erzwungenen Wirbel, was gleichzeitig zur

Ausbildung eines Gradienten in der Totaltemperatur führt. Um seine Theorie zu unterstützen, modifizierte Kurosaka ein Wirbelrohr mittels einer einstellbaren akustischen Kavität und führte Temperatur- und Schalldruckmessungen an der Zylinderachse durch. Durch die spektrale Analyse des Schalldrucksignals wurden eine fundamentale Frequenz und deren höherharmonische Anteile identifiziert. Wenn nun die fundamentale Frequenz der Resonanzfrequenz der akustischen Kavität entsprach, beobachtete Kurosaka einen plötzlichen Abfall des Schalldrucks um 25 dB, begleitet von einer spontanen Zunahme der Temperatur um 35 °C.

Um Einblick in die komplexe dreidimensionale Strömungstopologie des Wirbelrohrs zu bekommen und um existierende Hypothesen zu bestätigen oder zu verwerfen, werden Informationen zu den relevanten Strömungsgrößen Druck, Temperatur und Geschwindigkeit benötigt [Gao et al., 2005]. Die meisten experimentellen Studien verwenden dazu konventionelle sondenbasierte Messtechnik, wie z. B. Pitot-Röhrchen oder Thermoelemente. Diese werden meist an unterschiedlichen axialen Positionen in die Strömung eingebracht und dann radial traversiert [Ahlborn und Gordon, 2000; Gao et al., 2005; Xue et al., 2013, 2014]. Trotz ihrer meist hohen zeitlichen Auflösung sind mit diesen Sonden nur Punktmessungen möglich, außerdem beeinflusst die mit dem Einsatz dieser Sonden einhergehende Verblockung des Rohrquerschnitts das Strömungsfeld (in verschiedenen Studien wurden laut Gao et al. [2005] 3 % – 26 % der Querschnittsfläche versperrt).

Optische Messverfahren sind in diesem Zusammenhang aufgrund ihrer minimalinvasiven Natur besonders geeignet. In Liew et al. [2012b] wurde ein PDPA-System verwendet, um die Strömungsgeschwindigkeit einer mit Wassertropfen versetzten Strömung zu ermitteln. Insbesondere nahe der Rohrachse gestalteten sich die Messungen aufgrund der geringen Signalqualität als schwierig. Ähnliche Beobachtungen wurden in Doll et al. [2014a] gemacht. Durch die geringe Dichte an Streupartikeln konnten im Bereich der Rohrachse keine validen L2F-Messungen durchgeführt werden. Secchiaroli et al. [2009] führen diese Probleme auf die hohen zentrifugalen Beschleunigungen innerhalb des Rohres zurück und stellen die Eignung von optischen Messverfahren, die auf Streupartikeln basieren, aufgrund des unzureichenden Folgevermögens der Streuteilchen infrage.

Diese Problematik soll durch Abbildung 5.2 illustriert werden: Zu sehen ist der hintere Teil des Wirbelrohrs in der Nähe des Heißauslasses. Die Strömung wurde mit Streupartikeln versehen und der Mittelschnitt des Rohrs durch einen Lichtschnitt beleuchtet. Während die Streupartikel über weite Bereiche des Querschnitts gleichmäßig verteilt vorliegen, scheint der Kernbereich um die Rohrachse nahezu frei von Streuteilchen zu sein. In diesem Zusammenhang wurde die FSM-FRS-Messtechnik ausgewählt, da die-

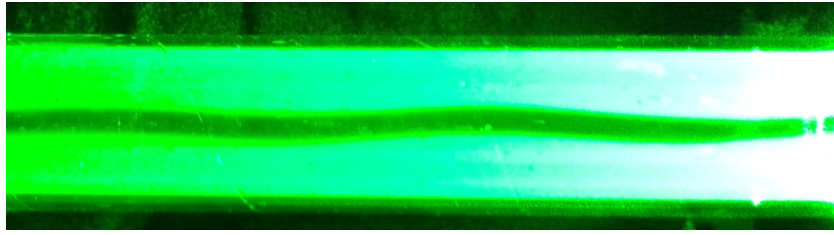


Abbildung 5.2: Sichtbarmachung am Heißauslass mittels Streupartikeln

se zeitlich gemittelte planare Informationen zu den relevanten Strömungsgrößen Druck, Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit gleichzeitig ermitteln kann. Zudem unterliegt die Messtechnik nicht der angesprochenen Problematik der Streupartikel, da das Verfahren Moleküstreuung basiert.

In Hilsch [1947] werden verschiedene Einflussgrößen genannt, welche sich auf die beiden Temperaturen am Heiß- und am Kaltauslass auswirken. Zum einen spielen die geometrischen Randbedingungen wie Durchmesser und Länge des Rohres, Düsengeometrie der Einblasung und Blendendurchmesser am Kaltauslass eine große Rolle. Zum anderen wird die Temperaturseparation durch Vordruck und Temperatur der Zuströmung sowie Umgebungsdruck und dem oben eingeführten Kaltluftstrom stark beeinflusst. Für die nachfolgenden Untersuchungen wurden die geometrischen Einflussgrößen nicht verändert. Des Weiteren wurden Vordruck und Temperatur der Zuströmung für alle Experimente konstant gehalten. Die vorliegenden Untersuchungen beschränken sich daher auf die Änderung des Kaltluftstroms ϵ und dessen Auswirkungen auf das Strömungsfeld.

5.1.1 Versuchsaufbau und Betriebsbedingungen

In Abbildung 5.3a ist der prinzipielle Aufbau der Wirbelrohrversuche zu sehen. Der Laserstrahl wurde zu einem Lichtschnitt von ~ 30 mm Höhe mit einer variablen Dicke zwischen 0,6 (Kalttauslass) und 2 mm (Heißauslass) aufgeweitet. Die Strahlaufweitung wurde mittels einer Anordnung basierend auf einem optischen Scanner realisiert. Dieser Aufbau eignet sich speziell für lange Kamerabelichtungszeiten [Röhle und Willert, 2001]. Der Laser trat auf Seiten des Heißauslasses durch ein planares Fenster in das Wirbelrohr ein und beleuchtete den gesamten mittleren Querschnitt des Glaszylinders bis zum Kaltauslass. Der Detektor wurde senkrecht zur Lichtschnittebene orientiert und betrachtete ein $53,5 \times 53,5$ mm² großes Bildfeld. Die Kamera wurde mit einem 2 x 2 Hardware-Binning betrieben, was in ein räumliches Auflösungsvermögen von 0,21 mm pro Pixel resultierte. Um die gesamte Länge des Glaszylinders abzudecken, wurde das Kamera-

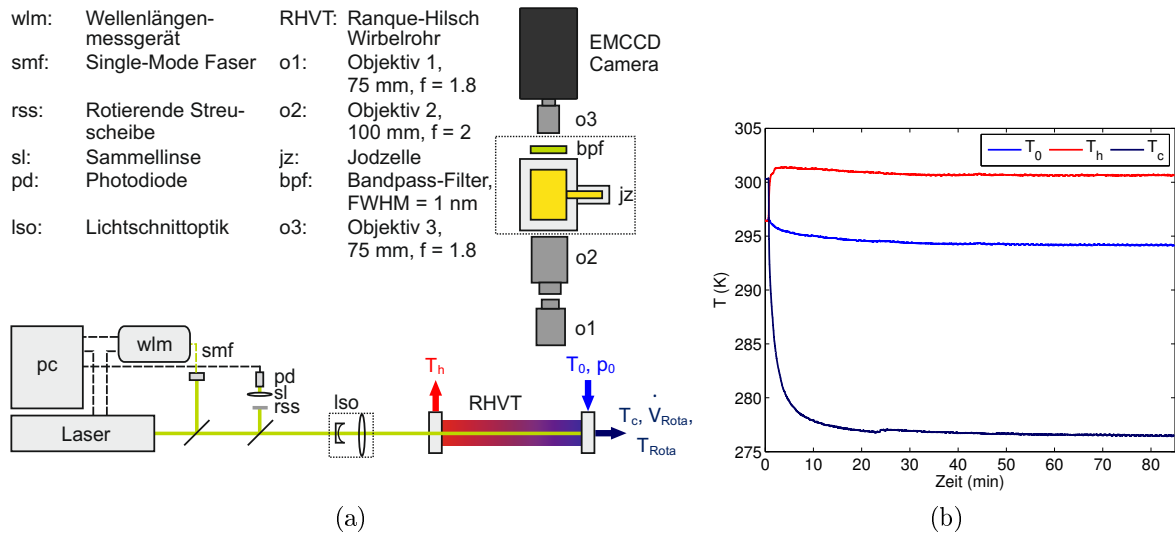


Abbildung 5.3: (a) Prinzipieller Aufbau der FSM-FRS Messungen (b) Zeitschrieb der Thermoelementmessungen am Eintritt (T_0), am Heißauslass (T_h) und am Kaltauslass (T_c).

system 14-mal entlang der Rohrachse traversiert. An jeder der 14 Messpositionen wurde ein Frequenzscan mit 32 Messfrequenzen und einer Schrittweite von 60 MHz durchgeführt. Die Belichtungszeit pro Frequenz betrug 6 s. Um das Signal-Rausch-Verhältnis zu steigern, wurde der Frequenzscan dreimal wiederholt. Die drei aufeinanderfolgenden Messungen wurden in der Auswertung zu einem gemittelten Datensatz zusammengefasst.

Während des Betriebs des Wirbelrohrs bedingte die hochturbulente Strömung insbesondere nahe der Rohrachse Brechungsindexvariationen, an denen Anteile des Lichts auf ihrem Weg zum Messort abgelenkt wurden. Die Auswirkungen dieses Effekts auf den Lichtschnitt werden in Abbildung 5.4 deutlich. Dargestellt sind Datenbilder der Messebene am Kaltauslass. Die Intensitätsverteilung unter Referenzbedingungen ist bis auf kleinere Artefakte aufgrund der Lichtschnittoptik über den gesamten Bildbereich sehr homogen (5.4a). Unter Betriebsbedingungen hingegen werden die Lichtanteile nahe der Rohrachse nahezu komplett abgelenkt, während sich bei $y = \pm 5$ mm Streifen hoher Intensität herausbilden (5.4b). Da die Verteilungen der Kalibrierungsparameter R_{ij} und $C_{t,ij}$ durch die Struktur der Intensität in der Messebene bestimmt werden, führt eine Umverteilung der Intensität von Referenz- zu Betriebsbedingungen dazu, dass die aus der Auswertung der Referenzmessung gewonnenen Kalibrierungsgrößen nicht verwendet werden können. Stattdessen muss in diesem Fall auf die in Abschnitt 2.4.4 dargelegte kombinierte Methode zurückgegriffen werden. Wie bereits in Abschnitt 2.4.5 beschrieben,

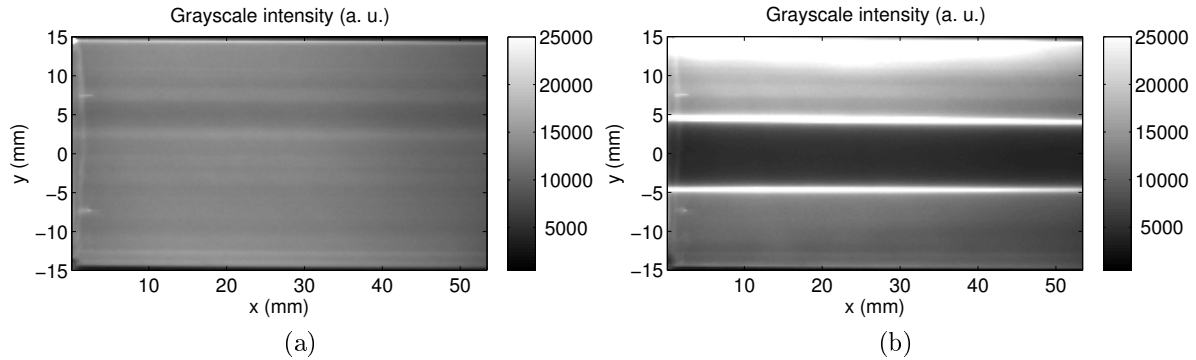


Abbildung 5.4: Rohdatenbild eines Frequenzscans (a) unter Referenzbedingungen, (b) unter Betriebsbedingungen.

geht die Normierung der Messdaten mit einer erheblichen Reduktion der Drucksensitivität einher. Aus diesem Grund wird der Druck in der nachfolgenden Auswertung der FSM-FRS-Daten nicht bestimmt, sondern zu einem konstanten Wert von 1 bar gesetzt.

Um die Betriebsbedingungen des RHVT einzustellen und zu überwachen, ist die Vorrichtung mit einer Reihe von Thermoelementen, Drucksonden und einem Rotameter versehen. Vor Eintritt der Druckluft in das Wirbelrohr werden der Vordruck p_0 und die Lufttemperatur T_0 gemessen. Zusätzlich werden die Temperaturen am Heiß- (T_h) und am Kaltauslass (T_c) erfasst. Um einen bestimmten Kaltluftstrom ϵ einzustellen, wird der dementsprechend notwendige Massenstrom \dot{m}_c am Kaltauslass im Vorhinein berechnet. Durch Öffnen oder Schließen des Ventils am Heißauslass kann anschließend der dem berechneten Massenstrom entsprechende Volumenstrom \dot{V}_{Rota} am Rotameter eingestellt werden. Das Wirbelrohr wurde für die vorliegende Untersuchung mit einem Vordruck von 7 bar beaufschlagt, die Eintrittstemperatur lag bei 294 K. In Abbildung 5.3b sind Zeitschriebe der Temperaturen am Eintritt, Heiß- und Kaltauslass des Wirbelrohrs für $\epsilon = 0,3$ zu sehen. Ungefähr 30 Minuten nach dem Öffnen des Druckluftventils sind alle Temperaturen mit Standardabweichungen $< 0,5$ K stabil.

5.1.2 Kennlinien und Frequenzanalyse

Um für die optischen Messungen interessante Betriebsbedingungen zu ermitteln, fand im Vorhinein eine globale Charakterisierung des Wirbelrohres statt. Dazu wurde der Kaltluftstrom ϵ von 0,2 bis 0,65 mit einer Schrittweite von 0,05 variiert. Für jedes Epsilon wurden die Temperaturen am Eintritt, Heiß- und Kaltauslass mit einer Abtastrate von 2 Hz über einen Zeitraum von 90 s aufgezeichnet. Die Messung wurde sechsmal wie-

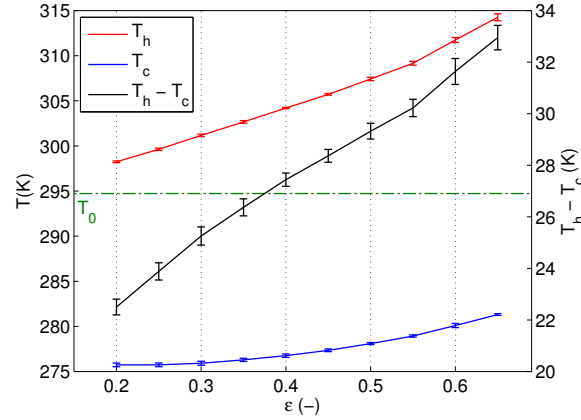


Abbildung 5.5: Temperaturkennlinie für die Variation des Kaltluftstroms.

derholt; die sich daraus ergebende Standardabweichung lag für alle Temperaturen unter 0,1 K.

In Abbildung 5.5 sind die Temperaturen am Heiß- und Kaltauslass und die Differenztemperatur $T_h - T_c$ über ϵ aufgetragen. Die Eintrittstemperatur T_0 ist durch die grüne Strichpunktlinie markiert. Für $\epsilon = 0,2$ sind die Temperaturen sowohl am Heiß- als auch am Kaltauslass am geringsten, die Differenztemperatur liegt bei etwa 22,5 K. Mit zunehmendem Kaltluftstrom steigen T_h und T_c monoton an, wobei die Temperatur am Heißauslass stärker zunimmt. Für $\epsilon > 0,55$ wird dieser Trend nochmals verstärkt. Für den maximal einstellbaren Kaltluftstrom von 0,65 wird auch die größte Differenztemperatur von ~ 33 K zwischen Heiß- und Kaltauslass erreicht.

Während der Aufzeichnung der Temperaturkennlinie fiel auf, dass die Erhöhung des Kaltluftstroms ϵ mit einem hochfrequenten Pfeifton variierender Lautstärke einherging. Aus diesem Grund wurden zusätzlich zur globalen Charakterisierung der Temperaturen zeitlich hoch aufgelöste Messungen mit einem Kulite-Wanddrucksensor an unterschiedlichen axialen Positionen durchgeführt. Dazu wurde eine Metallversion des Wirbelrohrs konstruiert und mit Bohrungen an den entsprechenden Stellen versehen. Die Messpositionen wurden auf Grundlage von CFD-Simulationen entsprechend Abbildung 5.6 zu $x/L = 0,05, 0,1, 0,2$ und $0,4$ ermittelt [Morsbach et al., 2015]. Für alle axialen Positionen wurde der Kaltluftstrom wiederum von 0,2 bis 0,65 in 0,05-Schritten verstellt. Der Wanddruck wurde für alle Messungen mit einer Frequenz von 50 kHz für 60 s pro Messpunkt abgetastet.

In Abbildung 5.7 ist der mittlere Wanddruck über dem Kaltluftstrom für $x/L = 0,05$ (blau), 0,1 (rot), 0,2 (schwarz) und 0,4 (magenta) aufgetragen. Die Fehlerbalken reprä-

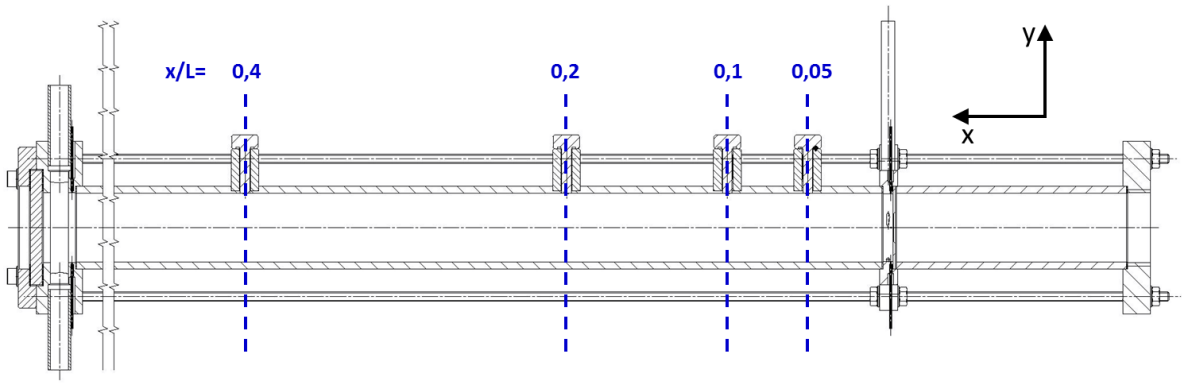


Abbildung 5.6: Messpositionen der instationären Wanddrucksonde.

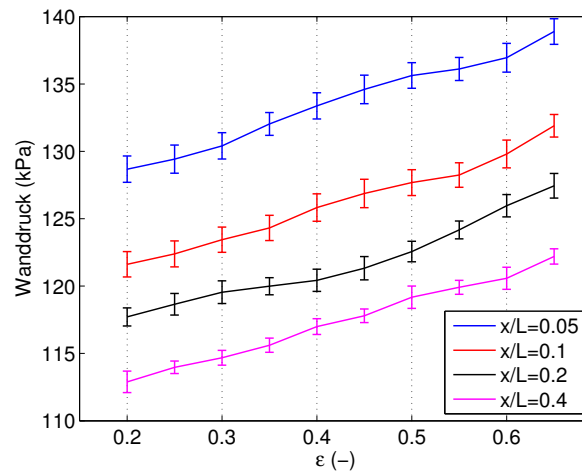


Abbildung 5.7: Wanddruck für die Variation des Kaltluftstroms bei unterschiedlichen axialen Positionen x/L .

sentieren die Standardabweichung; diese liegt für alle Messungen unter 1 kPa. Für die Position $x/L = 0,05$ nahe der Einblasung werden die höchsten Wanddrücke erreicht. Mit zunehmendem axialen Abstand verringern sich deren Beträge. Für alle Messpositionen erhöht sich mit zunehmendem ϵ der Wanddruck nahezu linear.

Ausgewählte Ergebnisse der spektralen Analyse der instationären Wanddruckmessungen sind in Abbildung 5.8 zusammengefasst. Dargestellt sind die Amplitudenspektren des Wanddrucks bei $x/L = 0,05$ (blau), $0,1$ (rot), $0,2$ (schwarz) und $0,4$ (magenta) für $\epsilon = 0,2$ (5.8a), $0,3$ (5.8b) und $0,6$ (5.8c). Der oben bereits erwähnte hochfrequente Pfeifton kann auf Grundlage dieser Analyse einer Struktur, bestehend aus mehreren individuell unterscheidbaren Peaks mit Frequenzen zwischen 12,1 und 12,9 kHz, zugeordnet werden. Für $\epsilon = 0,2$ ist diese Struktur am schwächsten ausgeprägt. Während bei $x/L = 0,05$ nahe der Einblasung die korrespondierenden Frequenzanteile noch deutlich

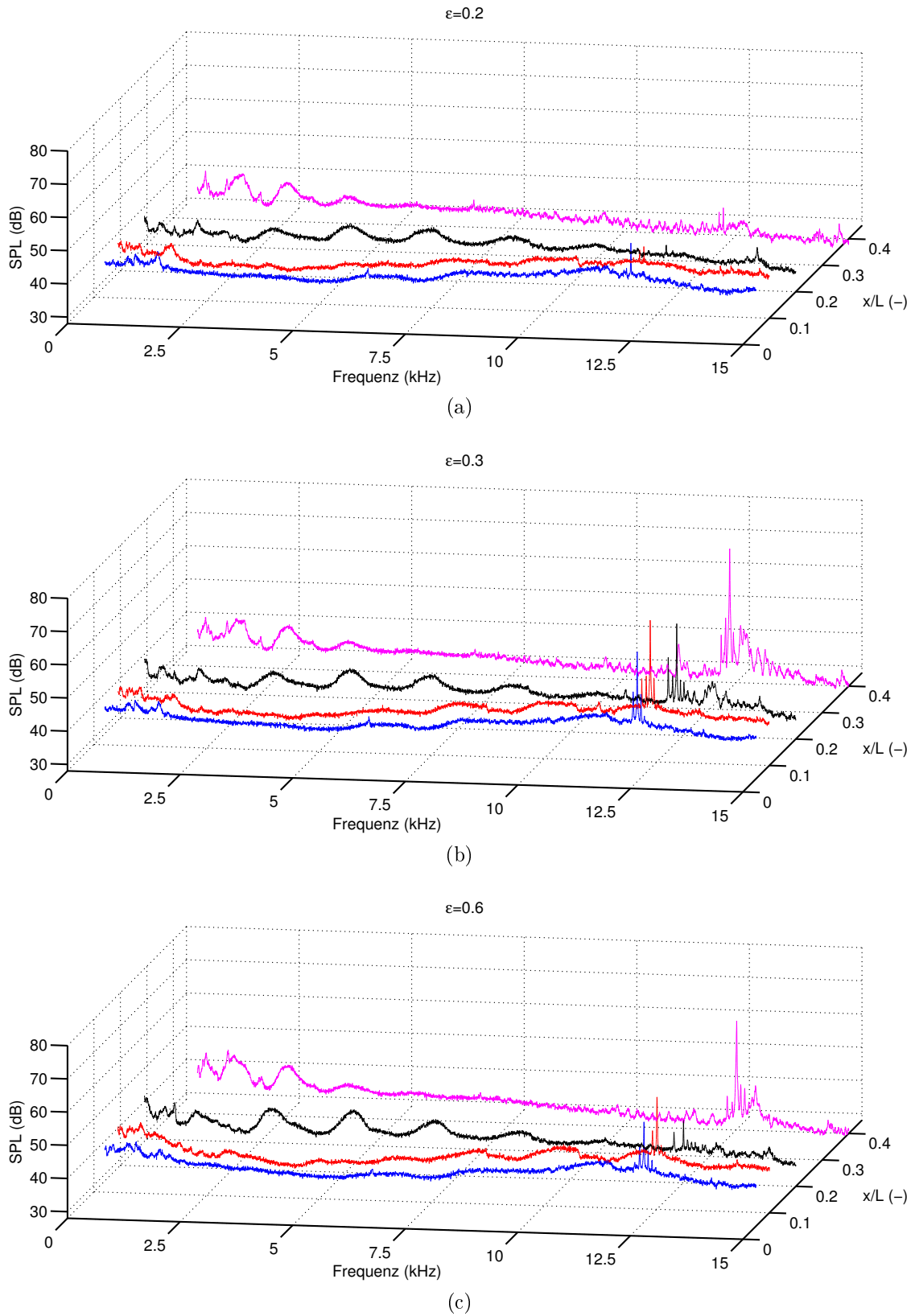


Abbildung 5.8: Frequenzspektren des Wanddrucks für $\epsilon = 0,2$ (a), $0,3$ (b) und $0,6$ (c) für $x/L = 0,05$ (blau), $0,1$ (rot), $0,2$ (schwarz) und $0,4$ (magenta)

hervortreten, sind diese mit zunehmendem axialen Abstand immer mehr abgeschwächt. Alle Amplitudenspektren weisen bei $x/L = 0,05$ und $0,1$ für Frequenzen < 10 kHz kaum spektrale Anteile auf. Bei $x/L = 0,2$ hingegen treten fünf breitbandige Strukturen mit zentralen Frequenzen bei 3,42, 5,1, 6,87, 8,77 und 10,58 kHz deutlich hervor. Das Auftauchen dieser Frequenzbänder geht mit einem gleichzeitigen Absinken der Amplituden des Pfeiftons einher. Die Amplituden der niederfrequenten Strukturen steigen mit zunehmendem ϵ . An der letzten Messposition bei $x/L = 0,4$ verschwindet diese Struktur, während die Frequenzanteile des Pfeiftons wieder deutlicher hervortreten.

Die globale Charakterisierung des Wirbelrohrs mittels der Variation des Kaltluftstroms ϵ förderte einige interessante Aspekte zutage. Die Temperaturkennlinie aus Abbildung 5.5 zeigt eine gute qualitative Übereinstimmung mit vorhergehenden Studien [Ahlborn und Gordon, 2000; Liew et al., 2012b]. Eine mit der Wirbelgeschwindigkeit des Hauptwirbels assoziierbare Grundfrequenz, flankiert von mehreren höherharmonischen Frequenzanteilen, von welcher Kurosaka [1982], Gao et al. [2005] und Liew et al. [2012b] übereinstimmend berichten, konnte an drei der vier axialen Messpositionen der instationären Wanddruckmessung nicht bestätigt werden. Lediglich die bei $x/L = 0,2$ auftauchenden Frequenzbänder erinnern an eine Frequenzstruktur, die aus mehreren harmonischen Anteilen besteht. Aus den Frequenzabständen der aufeinanderfolgenden Ordnungen kann die Grundfrequenz auf einen Wert zwischen 1,7 und 1,9 kHz geschätzt werden. Die Tatsache, dass sich die Amplitude des Pfeiftons von $x/L = 0,1$ nach $0,2$ gleichzeitig mit dem Erscheinen der fünf Frequenzbänder abschwächt und danach von $x/L = 0,2$ nach $0,4$ wieder auf das nahezu selbe Niveau ansteigt, deutet auf eine Kopplung zwischen Strömungsfeld und Akustik hin.

Für die folgende FSM-FRS-Untersuchung wurde auf Grundlage der obigen Analysen ein Kaltluftstrom von $\epsilon = 0,3$ ausgewählt. Für diese Betriebsbedingung sind alle oben beschriebenen akustischen Eigenschaften voll ausgeprägt. Des Weiteren ist für dieses ϵ die Temperatur am Kaltauslass nahe dem niedrigsten Messwert. Die Differenztemperatur zwischen Heiß- und Kaltauslass erreicht für diesen Kaltluftstrom nahezu 30 K.

5.1.3 FSM-FRS-Messungen

In diesem Abschnitt werden die aus den FSM-FRS-Messdaten gewonnenen Temperatur- und Geschwindigkeitsresultate präsentiert. Die Messdaten wurden entsprechend der kombinierten Methode mittels eines $T\Delta\nu C_t$ -Fit ausgewertet. Zur Darstellung der Ergebnisse wurden die nacheinander aufgenommenen 14 Messebenen zu einem Bild zusammengesetzt.

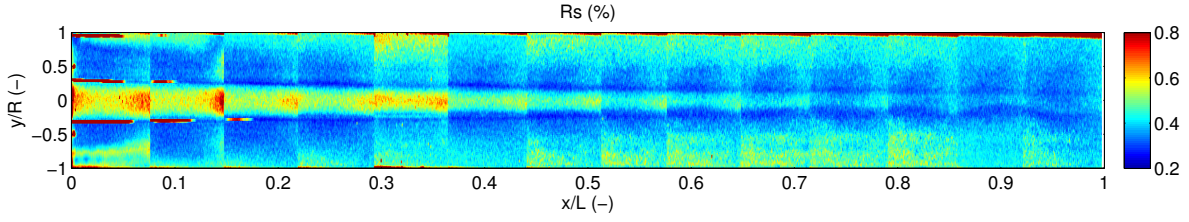


Abbildung 5.9: Verteilung des relativen Residuums der 14 Messebenen.

Die Dopplerverschiebung $\Delta\nu$ ist entsprechend Gleichung (2.12) definiert. Um die drei Komponenten v_x , v_y und v_z des Geschwindigkeitsvektors \vec{v} ermitteln zu können, würden demnach zwei zusätzliche Messwerte für die Dopplerverschiebung benötigt, die entweder aus drei unterschiedlichen Beobachtungsrichtungen \vec{o}_i mit fester Lichtschnittrichtung \vec{l} oder aus drei unterschiedlichen Lichtschnittrichtungen \vec{l}_i mit fester Beobachtungsrichtung \vec{o} zu bestimmen sind [Röhle, 1999]. Aufgrund des optischen Aufbaus besitzt das Messsignal nahezu keine Sensitivität auf die Geschwindigkeitskomponente v_y . Unter Annahme einer zur Rohrachse rotationssymmetrischen Strömung, können mit $\vec{l} = (-1, 0, 0)$ sowie $\vec{o} = (o_x, o_y, o_z)$ \vec{v}_x und \vec{v}_z aus

$$v_x(x, y) = \frac{c(\Delta\nu(x, y) + \Delta\nu(x, -y))}{2\nu_0(o_x(x, y) - 1)}, \quad v_z(x, y) = \frac{c(\Delta\nu(x, y) - \Delta\nu(x, -y))}{2\nu_0 o_z(x, y)} \quad (5.2)$$

bestimmt werden.

Abbildung 5.9 zeigt die Verteilung des entsprechend Gleichung (2.30) berechneten relativen Residuums der Datenauswertung, zusammengesetzt aus 14 Messebenen. Wie zuvor bereits beschrieben, werden durch Brechungsindexvariationen nahe der Rohrachse Teile des Laserlichts aus diesem Bereich abgelenkt. Dies schlägt sich auch in der Verteilung des relativen Residuums nieder: Da die Güte der Ausgleichsrechnung direkt von der Datenqualität und damit vom Signal-zu-Rausch-Verhältnis abhängt, führen die geringeren Signalintensitäten nahe der Rohrachse zu einer Erhöhung des relativen Residuums in diesem Bereich. Da sich der Einfluss der Brechungsindexvariation mit der Lauflänge des Lasers durch das Wirbelrohr verstärkt, ist der Effekt auf Seiten des Heißauslasses ($x/L = 1$) am Eintritt des Lichtschnitts am geringsten ausgeprägt, auf Seiten des Kaltauslasses ($x/L = 0$) hingegen am stärksten. Aufgrund der Verteilung des relativen Residuums werden Messergebnisse, die mit einem Residuumswert $> 0,6$ % behaftet sind, nicht in den Ergebnisbildern dargestellt.

Abbildung 5.10 zeigt einen Vergleich von L2F-Geschwindigkeitsprofilen für v_x (5.10a) und v_z (5.10b) mit den entsprechenden, basierend auf den mittels Gleichung (5.2) aus

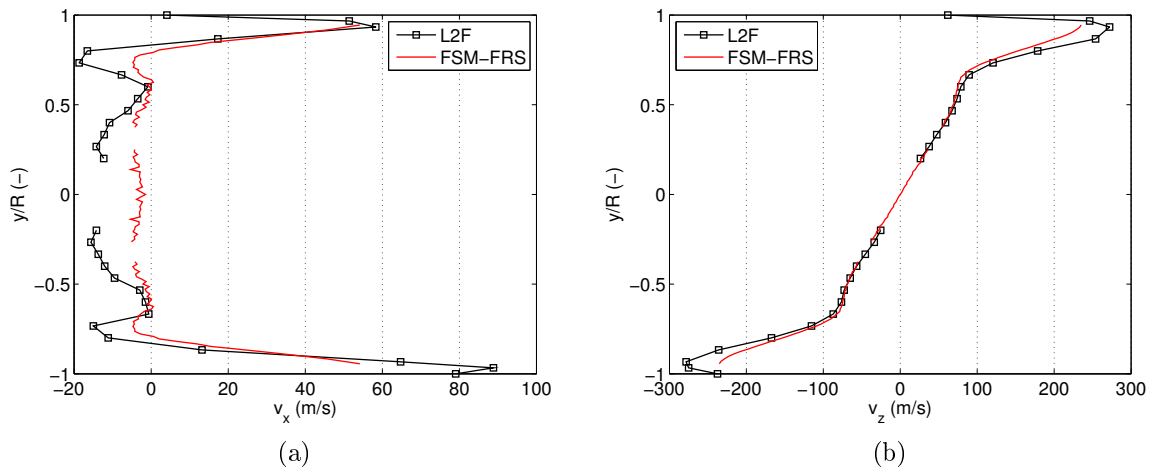


Abbildung 5.10: Vergleich von L2F (schwarz) und FSM-FRS (rot) v_x (a) und v_z Geschwindigkeitsprofilen bei $x/L = 0,02$.

der Dopplerverschiebung berechneten, FSM-FRS-Ergebnissen bei $x/L = 0,02$. FSM-FRS- und L2F-Ergebnisse zeigen sowohl in v_x als auch in v_z eine gute qualitative Übereinstimmung. Insbesondere in der axialen Geschwindigkeitskomponente in Abbildung 5.10a gibt es teils hohe quantitative Unterschiede. Während nahe der oberen Rohrwand der Maximalwert und der nachfolgende Gradient noch gut übereinstimmen, ist in den L2F-Ergebnissen das Minimum bei $y/R = 0,75$ mit Absolutwerten > 20 m/s wesentlich stärker ausgeprägt. Danach erreichen beide Kurven ein ähnliches Geschwindigkeitsniveau, wobei die Absolutwerte der L2F-Geschwindigkeiten zur Rohrachse wieder stärker anwachsen als die FSM-FRS-Ergebnisse. In der Rohrmitte existieren aufgrund der zuvor angesprochenen Seedingproblematik keine L2F Ergebnisse. Im unteren Bereich ist ein ähnlicher Verlauf des L2F-Profiles zu verzeichnen, wobei der Maximalwert nahe der unteren Rohrwand 30 m/s sowohl oberhalb des FSM-FRS-Ergebnisses als auch oberhalb des L2F-Werts nahe der oberen Rohrwand liegt. Die mit L2F und FSM-FRS ermittelten Umfangsgeschwindigkeiten in Abbildung 5.10b stimmen im Kernbereich des Wirbelrohrs bis $y/R = \pm 0,75$ quantitativ sehr gut überein. Im weiteren Verlauf hin zur Rohrwand ist der Geschwindigkeitsgradient in v_z für L2F etwas stärker ausgeprägt, was schließlich in Maximalwerten resultiert, die etwa 35 – 40 m/s über den korrespondierenden FSM-FRS-Ergebnissen liegen.

Während die in Abbildung 5.10a mittels FSM-FRS und L2F bestimmten axialen Geschwindigkeiten nahe der oberen Rohrwand sehr gut übereinstimmen, weichen diese auf der gegenüberliegenden Seite erheblich voneinander ab. Dieser Unterschied ist auf ei-

ne Besonderheit des L2F-Aufbaus zurückführbar: Um die Messungen durchführen zu können, wurde die oben erwähnte Metallversion des Wirbelrohrs an der Messposition $x/L = 0,02$ mit einer Bohrung und einem planen Fenster versehen. Aufgrund der Verschmutzung durch Seedingpartikel wurde das Fenster auf ein Metallröhrchen geklebt und von der Wand zurückgesetzt. Das Röhrchen wurde mit Druckluft gespült, so dass kein Seeding zum Messfenster gelangen konnte. Dies führt an der unteren Rohrwand im Bereich der Bohrung zu einer Verfälschung des L2F-Ergebnisses. Die verbliebenen Abweichungen zwischen FSM-FRS- und L2F-Ergebnissen sind hingegen nicht eindeutig auf einen bestimmten Grund zurückführbar. Einerseits können diese in systematischen Unsicherheiten des FSM-FRS-Systems begründet sein. Die vorliegenden Messdaten wurden nicht mittels des Komplementär-Streifenverfahrens korrigiert. Stattdessen wurde C_t als unbekannte Größe mittels der Ausgleichsrechnung zusätzlich zu T und $\Delta\nu$ in jedem Bildpunkt angepasst, wodurch die Frequenzabhängigkeit des laserabhängigen Untergrunds vernachlässigt wurde (vgl. Abschnitt 4.2.2). Andererseits sind die oben erwähnte geringe Streuteilchendichte im Kernbereich des Wirbelrohrs und die hohen Zentrifugalbeschleunigungen durch die stark rotierende Strömung für die Seeding-basierte L2F-Messtechnik problematisch.

In Abbildung 5.11 sind die Verteilungen der Temperatur (5.11a), der axialen (5.11b) und der Umfangsgeschwindigkeit (5.11c) der zentralen x - y -Ebene des Wirbelrohrs dargestellt. Bei der Betrachtung der Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilungen fallen Unstetigkeiten an den Übergängen der aufeinanderfolgenden Messebenen ins Auge. Diese sind in leichten Schwankungen der Betriebsbedingungen durch die Druckluftzuführung über die gesamte Messdauer begründet.

Die geringsten Temperaturen von etwa 250 K innerhalb des Wirbelrohrs werden in der linken oberen und unteren Ecke von Abbildung 5.11a erreicht. Dort dominiert die Expansion der tangentialen Einblasung das Strömungsfeld. Im ersten Drittel des Rohres ähnelt die Temperaturverteilung einer kegelförmigen Struktur. Von $x/L = 0$ nach 0,4 steigt die Temperatur auf der Mittellinie von 265 – 270 K auf den der Eintrittstemperatur entsprechenden Wert von 294 K. In der Folge bleibt nahe der Rohrachse ein schmaler werdender Kernbereich nahezu konstanter Temperatur bestehen. Außerhalb dieser Zone steigen die Temperaturwerte und erreichen ihr Maximum mit ~ 300 K am Heißauslass.

Die Verteilung der axialen Geschwindigkeit in Abbildung 5.11b kann in vertikaler Richtung in einen Außen- und in einen Kernbereich unterteilt werden. Beginnend an der tangentialen Eindüsung, wo die höchsten Absolutwerte von v_x erreicht werden, endet der Außenbereich am gegenüberliegenden Heißauslass, wobei die Geschwindigkeiten

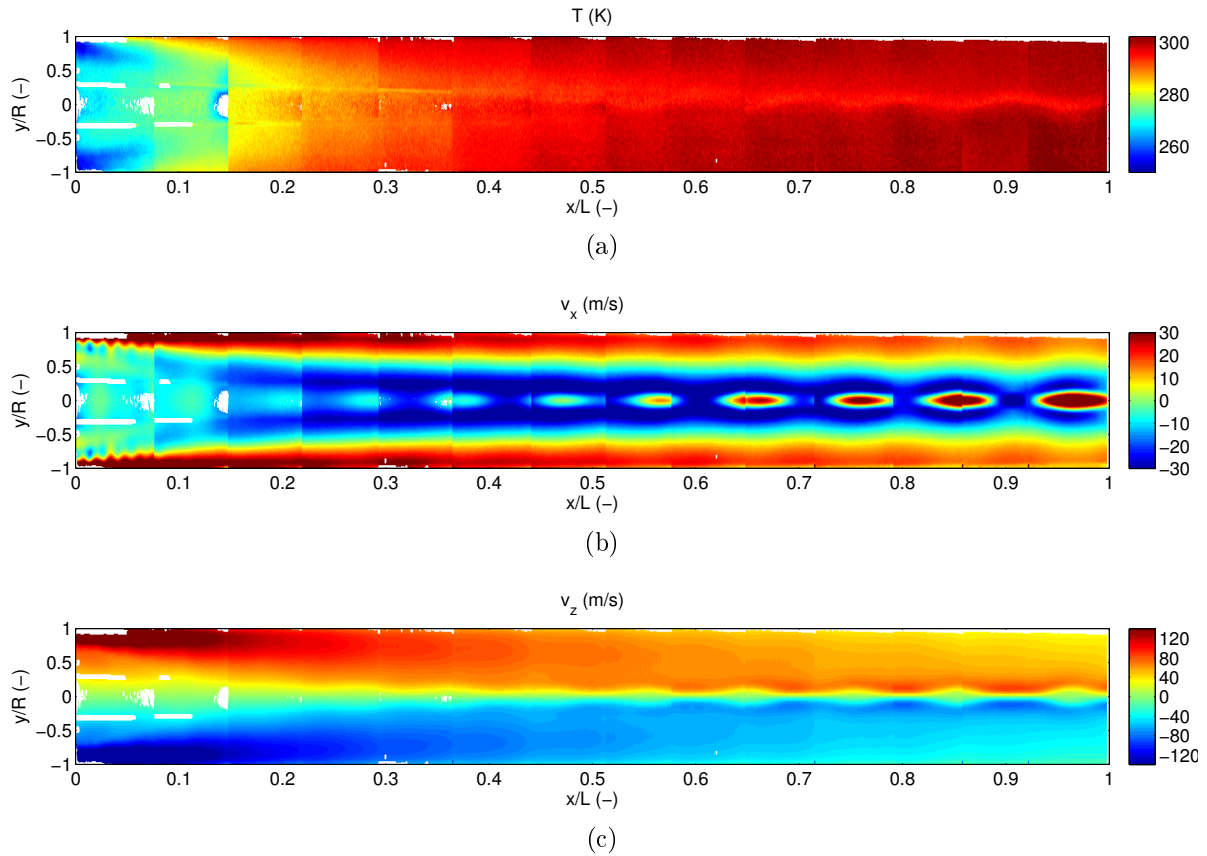


Abbildung 5.11: Verteilungen der Temperatur (a), axialen (b) und Umfangsgeschwindigkeit (c), zusammengesetzt aus 14 Messpositionen.

über die Rohrlänge stetig abnehmen. Nahe der Einblasung endet diese Zone bereits in weniger als 2 mm Abstand von der Wand. Zusätzlich zeigt sich eine kurzwellige Struktur am Übergang zwischen Außen- und Kernbereich. Im weiteren Verlauf vergrößert sich diese Struktur zusehends und nimmt eine langwellige Form an. Der Außenbereich erreicht schließlich seine maximale Ausprägung von $\sim 6,25$ mm. Beim Verlassen des Außenbereichs in Richtung der Rohrachse wird die axiale Geschwindigkeit zu Null; im weiteren Verlauf ändert sie ihr Vorzeichen und die Luft strömt zurück zum Kaltauslass. Der vordere Bereich des Rohres wird zum größten Teil vom Kernbereich eingenommen. Dessen Ausdehnung reduziert sich mit zunehmendem Abstand von der Einblasung in axialer Richtung. Schließlich nehmen Außen- und Kernbereich ähnlich große Anteile des Rohrquerschnitts ein. Was bei der Betrachtung der Verteilung der axialen Geschwindigkeit im Kernbereich sofort die Aufmerksamkeit auf sich zieht, ist eine regelmäßige Strömungsstruktur nahe der Rohrachse. Über die ganze Rohrlänge verteilen sich klar unterscheidbare Zonen, in welchen sich die Absolutwerte der axialen Geschwindigkeit

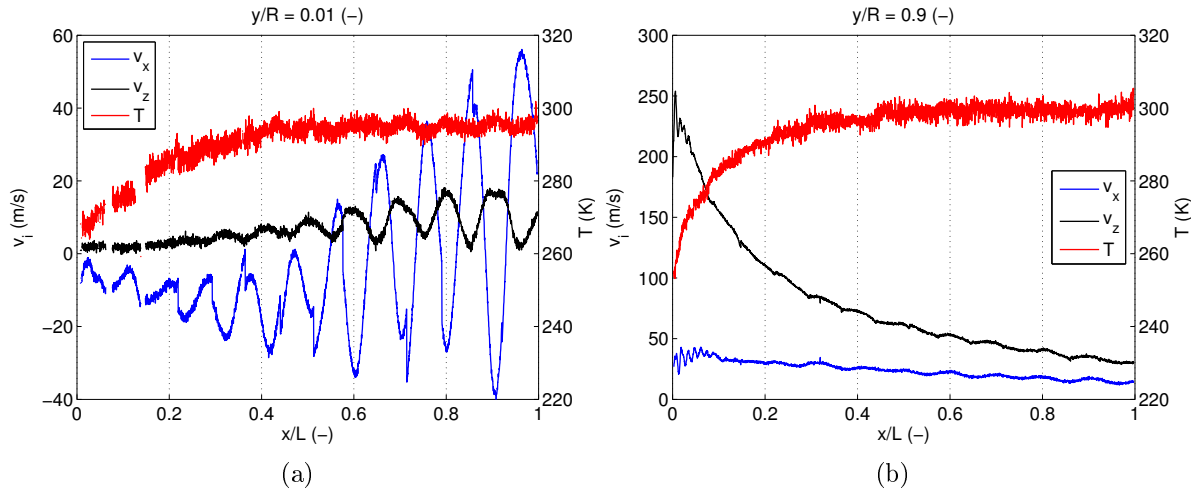


Abbildung 5.12: Profile von v_x (blau), v_z (schwarz) und T (rot) bei $y/R = 0,01$ (a) und $y/R = 0,9$ (b).

von denen des umgebenden Fluids unterscheiden. Während diese Zonen im vorderen Bereich des Rohrs bis $x/L = 0,3$ verwaschen wirken, wird ihre ellipsoide Form mit zunehmendem axialen Abstand immer schärfer umgrenzt. Im vorderen Bereich des Rohrs sind die Geschwindigkeiten sowohl innerhalb als auch außerhalb dieser Zonen negativ. Im hinteren Bereich hingegen ändert die Geschwindigkeit innerhalb dieser scharf umrissenen Strukturen ihr Vorzeichen und nimmt Absolutwerte an, die diejenigen der umgebenden Luft sogar übersteigen.

Die Verteilung der Umfangsgeschwindigkeit in Abbildung 5.11c wird von der Rotation des Hauptwirbels dominiert. Die Absolutwerte erreichen ihr Maximum nahe der tangentialen Einblasung und reduzieren sich mit zunehmendem axialem Abstand. Trotz des dominanten Hauptwirbels ist auch in der Verteilung von v_z eine regelmäßige Strömungsstruktur erkennbar. Zum einen erweitert diese die Zonen geringer Geschwindigkeiten nahe der Rohrachse, zum anderen wird dadurch dem Geschwindigkeitsfeld eine wellenförmige Struktur aufgeprägt.

In Abbildung 5.12 sind axiale Profile von v_x , v_z und T bei $y/R = 0,01$ (5.12a) nahe der Rohrachse und bei $y/R = 0,9$ (5.12b) nahe der Rohrwand über x/L aufgetragen. Die Verläufe sowohl der axialen als auch Umfangsgeschwindigkeit in Abbildung 5.12a haben Ähnlichkeit mit einer angefachten Schwingung mit ansteigenden Amplituden hin zum Heißauslass. Der Großteil des Temperaturanstiegs, beginnend bei $x/L = 0$, ist bereits bis $x/L = 0,4$ abgeschlossen. In der Folge bleibt die Temperatur nahe der Rohrachse nahezu konstant. In Abbildung 5.12b besitzt v_z die größte Dynamik, mit Absolutwerten von etwa

250 m/s nahe der tangentialen Einblasung und einen steilen Abfall auf unter 90 m/s im ersten Rohrdrittel. Beide Geschwindigkeitskomponenten sind im vorderen Bereich stark von der Eindüsung beeinflusst, was sich in einem hochfrequenten Oszillationsstruktur beider Kurven bis $x/L = 0,1$ äußert. Im weiteren Verlauf werden beide Profile wesentlich glatter, wobei die nahe der Rohrachse dominante Oszillation in v_x und v_z auch nahe der Rohrwand noch erkennbar bleibt. Die Temperaturprofile der Abbildungen 5.12a und 5.12b zeigen einen ähnlichen Verlauf, wobei der Anstieg im Bereich der Rohrwand steiler ist. Nach $x/L = 0,15$ liegen die Temperaturen nahe der Rohrachse bereits etwa 8 K unter den korrespondierenden Werten nahe der Rohrwand.

Während die Temperaturen und Umfangsgeschwindigkeiten in Abbildung 5.12 durch die oben erwähnten Betriebspunktschwankungen anscheinend kaum beeinflusst werden, äußern sich diese insbesondere in der axialen Geschwindigkeit durch Unstetigkeiten. Beispielsweise springt bei $x/L = 0,22$ v_x um 8,5 m/s von -7,7 auf -16,2 m/s. Dieser unerwünschte Effekt deutet darauf hin, dass eine starke Kopplung zwischen axialer Geschwindigkeit und den Betriebspunktschwankungen durch die Druckluftzuführung besteht.

Kurosaka [1982] benennt „acoustic streaming“ als die treibende Kraft hinter der Temperaturseparation. Der Begriff „acoustic streaming“ bezeichnet die Beeinflussung des mittleren Strömungsfeldes durch periodisch auftretende akustische Störungen. Sowohl in der spektralen Analyse des Wanddrucksignals als auch in den FSM-FRS Ergebnissen wurden Hinweise auf eine Kopplung des Strömungsfelds mit dem akustischen Feld des Wirbelrohrs gefunden.

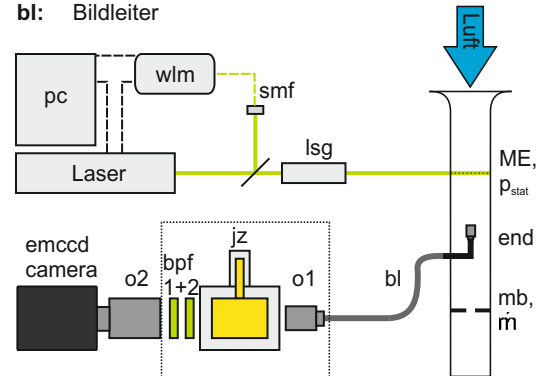
5.2 Endoskopisches FSM-FRS in Rohrströmungen

Prüfstandsumgebungen stellen hohe Anforderungen an die Messtechnik in vielerlei Hinsicht. Neben hohen Betriebsdrücken, Temperaturen, Massenströmen und der damit einhergehenden starken Vibrations- und Schallbelastung des Messaufbaus ist die optische Zugänglichkeit des Messobjekts oftmals nur unzureichend gegeben. Dies bedingt die Notwendigkeit einer sondenbasierten Implementierung der Messtechnik in Bezug auf den Transport des Laserlichts mittels Lichtleitfasern einerseits und der Beobachtung des Messfelds mittels optischer Sonden andererseits. Hinsichtlich der Verwendung optischer Sonden sind in diesem Zusammenhang intensitätsbasierte gegenüber partikelbasierten Messverfahren zu bevorzugen, da das Auflösungsvermögen dieser Vorrichtungen meist limitiert ist [Willert et al., 2007]. Die nachfolgenden Versuche sollen dazu dienen,



(a)

wlm: Wellenlängenmess-
 gerät
smf: Single-Mode Faser
lsg: Lichtschnittgenerator
ME: Messebene, p_{stat} mit
 Wandsonde
end: Endoskop
mb: Messblende, \dot{m}
bl: Bildleiter
o1: Objektiv 1, 50mm,
 $f=1.3$
jz: Jodzelle
bpf: Bandpass-Filter
 532nm, 1: FWHM = 3nm,
 2: FWHM = 2 nm
o2: Objektiv 2,
 100 mm, $f = 2$



(b)

Abbildung 5.13: (a) Saugrohr mit Glockeneinlauf (b) Prinzipieller Versuchsaufbau

die FSM-FRS-Messtechnik für eine sondenbasierte Bilddatenerfassung zu qualifizieren. Die Innenströmung eines Rohrs mit kreisförmigem Querschnitt soll dazu bezüglich des Drucks, der Temperatur und der axialen Geschwindigkeitskomponente in der Messebene charakterisiert werden.

5.2.1 Prüfstand und Versuchsaufbau

Abbildung 5.13a zeigt eine Aufnahme des Prüfstandsraums. Zu sehen ist der glockenförmige Einlauf und das anschließende Saugrohr. Der kreisförmige Querschnitt in der Messebene hat einen Durchmesser von 107,5 mm. Durch Einsaugen der Umgebungsluft in die Röhre wird eine turbulente Rohrströmung generiert. Die Anlage ist in der Lage, Luftmassenströme bis 1,7 kg/s bereitzustellen

Abbildung 5.13b gibt einen Überblick über den prinzipiellen Versuchsaufbau. Um eine homogene Ausleuchtung des gesamten Rohrquerschnitts zu gewährleisten, wurde für die Aufweitung des Laserstrahls eine optische Anordnung mit rotierender Taumelscheibe gewählt [Röhle und Willert, 2001]. Diese wird mit einer Modulationsfrequenz von etwa 100 Hz betrieben und erzeugt durch den vertikalen Versatz des Laserstrahls einen scannenden Lichtschnitt. Der Aufbau ist insbesondere für lange Kamerabelichtungszei-

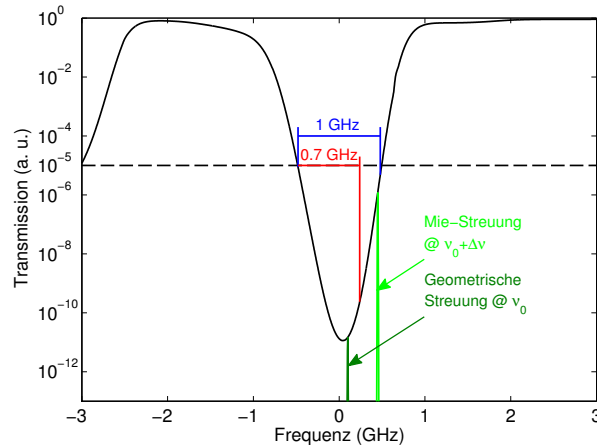


Abbildung 5.14: Transmissionsprofil der $T_{sat} = 60\text{ °C}$ -Zelle in logarithmischer Skalierung mit den Scanbereichen der Referenzmessung (blau) und der Messung unter Betriebsbedingungen (rot).

ten geeignet. Durch einen mit einem Fenster versehenen Schlitz in der Seitenwand des Rohrkanals wurde die Messebene beleuchtet. Mittels einer Wandsonde an der Position des Fensters wurde der statische Druck p_{stat} an der Messposition überwacht. Um eine Beeinflussung der Strömung auszuschließen, befand sich das Endoskop 340 mm stromab der Messebene. Der Massenstrom \dot{m} durch das Rohr wurde mit einer genormten Massenstromblende während der Messungen erfasst. Das Endoskop war über einen flexiblen Bildleiter von Schott mit dem FSM-FRS-Kamerasystem verbunden. Der verwendete Bildleiter besitzt etwa 400×400 Faserelemente und hat quadratische Endflächen von $4,2 \times 4,2\text{ mm}^2$ Größe. Aufgrund der starken Strahlaufweitung, welche erforderlich war, um die Ausleuchtung des gesamten Rohrquerschnitts zu ermöglichen, sowie im Hinblick auf die endoskopische Bilddatenerfassung, wurden geringe Signalintensitäten erwartet. Daher wurde für die Messungen eine Jodzelle mit $T_{sat} = 60\text{ °C}$ verwendet. Im Vergleich mit der 80 °C -Zelle werden etwa um den Faktor 7 höhere Kameraintensitäten erwartet, allerdings bleiben die Scanfrequenzen auf das rechte Absorptionsminimum beschränkt.

5.2.2 Auswerteprozedur und Ergebnisse

Wie in Abschnitt 2.4.5 bereits beschrieben, müssen für eine vollständige Unterdrückung der Untergrundanteile aus Mie- und geometrischer Streuung, die Transmissionswerte an den Scanfrequenzen unter 10^{-5} liegen. Abbildung 5.14 zeigt das verwendete Transmissionsprofil in logarithmischer Skalierung. Während für die Messungen unter Referenzbedingungen somit ein Scanbereich von etwa 1 GHz zur Verfügung stand, musste dieser

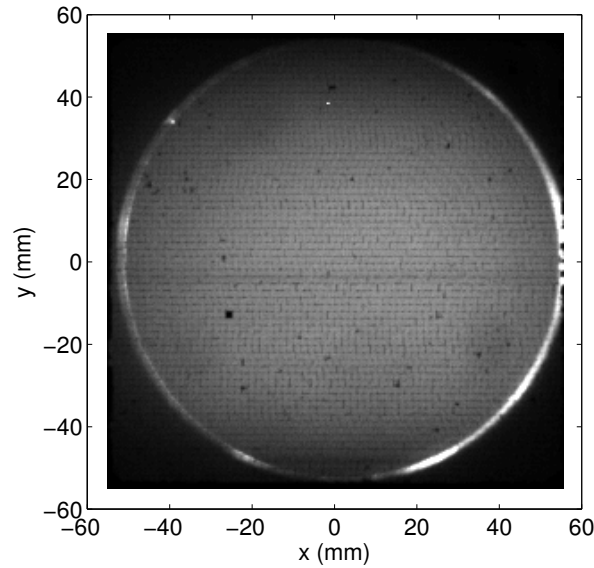


Abbildung 5.15: Rohdatenbild des Rohrquerschnitts bei $18788,442\text{ cm}^{-1}$, die Lichtschnitttrichtung ist von links nach rechts.

unter Betriebsbedingungen weiter eingeschränkt werden. Da der in das Rohr eingesaugte Luftmassenstrom mit Staubpartikeln behaftet war und diese sich mit der Strömung mitbewegten, wurde an diesen Teilchen gestreutes Laserlicht Doppler-verschoben. Aufgrund der dominanten axialen Geschwindigkeitskomponente und der Streugeometrie wurde eine starke Frequenzverschiebung hin zu höheren Frequenzen erwartet. Um nun das Kriterium für die Unterdrückung elastischen Untergrundlichts einhalten zu können, konnte die Messung unter Betriebsbedingungen an derselben Frequenz der Referenzmessung beginnen, musste jedoch bereits nach 0,7 GHz enden. Der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Frequenzen betrug $\sim 60\text{ MHz}$ ($0,002\text{ cm}^{-1}$). Die Kamera wurde für die nachfolgenden Messungen mit einem 2×2 Hardware-Binning im EM-Modus mit einem Verstärkungsfaktor von 600 betrieben. Bei dieser Einstellung entsprach ein Pixelelement $0,43\text{ mm}$ im Objektraum. Der Laser wurde mit einer Ausgangsleistung von 5 W betrieben, die Belichtungsdauer pro Frequenzschritt betrug 60 s . Diese resultierte in einer Messdauer von 16 Minuten unter Referenz- und 12 Minuten unter Betriebsbedingungen.

An dieser Stelle soll noch auf eine Besonderheit des Messaufbaus mit dem verwendeten Bildleiter hingewiesen werden: Abbildung 5.15 zeigt ein Datenbild des mit Laserlicht beleuchteten Rohrquerschnitts. Der Laser wurde bei einer Wellenzahl von $18788,442\text{ cm}^{-1}$, die einer minimalen Transmission durch den molekularen Filter entspricht, stabilisiert. Die Struktur des verwendeten Bildleiters ist als regelmäßiges Muster gut zu erkennen. Verschiedene als schwarze Bereiche sichtbare Fehlstellen, die auf beschädigte Faserele-

mente zurückzuführen sind, verteilen sich über den gesamten Querschnitt. Um diesen Strukturen bei der Datenauswertung zu begegnen, wurden die Datenbilder im Vorhinein mit einem 3×3 Pixel großen Kernel geglättet. Des Weiteren tritt der Rand der Röhre im Datenbild deutlich hervor. Er wird von Anteilen des Laserlichts, welche beim Eintritt durch das Glasfenster an der rechten und beim Austritt des Lasers an der linken Seite gestreut werden, beleuchtet. Allerdings sollten diese Streulichtanteile nicht im Bild zu sehen sein, da die Transmission des Jodfilters bei der eingestellten Wellenzahl weit unterhalb von 10^{-5} liegt. Dass der Rand der Röhre dennoch zu sehen ist, ist der Tatsache geschuldet, dass durch den starken elastischen Untergrund an dieser Stelle Autofluoreszenz, Rayleigh- und Raman-Streuung beim Transfer des Streulichts durch den Bildleiter angeregt werden [Stolen und Ippen, 1973; Udovich et al., 2008]. Diese Effekte bewirken eine Frequenzverschiebung oder Verbreiterung von Lichtanteilen, die ursprünglich der Frequenz des Lasers entsprachen. Teile dieses Lichts können sowohl durch den molekularen Filter als auch durch die beiden Bandpassfilter zum Detektor gelangen und erzeugen ein Untergrundsignal. Aufgrund starker Vibrationen des Prüfstands während des Testbetriebs unterliegt dieser Untergrund zeitlichen Änderungen und kann insbesondere zwischen den Messungen unter Referenz- und Betriebsbedingungen nicht als konstant angesehen werden. Aus diesem Grund muss der Kalibrierungsparameter C_t bei der Bestimmung der Strömungsgrößen in die Auswertung als unbekannter Parameter miteinbezogen werden.

Die Messdaten sollen im Folgenden auf zwei Arten analysiert werden: Zum ersten sollen isentrope Strömungsbedingungen angenommen werden. Dies reduziert die Anzahl der zu bestimmenden Parameter zu C_t und einer einzelnen Strömungsfeldgröße. Zum zweiten sollen sowohl die Strömungsgrößen p , T und $\Delta\nu$ als auch der Kalibrierungsparameter C_t gleichzeitig und ohne Einschränkungen ermittelt werden. Da für die untersuchte Strömung die Geschwindigkeitskomponente in axialer Richtung dominiert und aufgrund der Streugeometrie eine hohe Empfindlichkeit bezüglich dieser Komponente vorliegt, wird im Folgenden die Dopplerverschiebung $\Delta\nu$ als axiale Geschwindigkeit interpretiert.

In Abbildung 5.16 sind die Ergebnisse der Felddatenauswertung für einen $C_t\Delta\nu$ -Datenfit unter Annahme isentroper Strömungsbedingungen (a, c, e) bzw. die Ergebnisse des $C_t p T \Delta\nu$ -Datenfit ohne Einschränkungen (b, d, f) im Vergleich zu sehen. Für die untersuchte Rohrströmung liegt die Reynolds-Zahl oberhalb von $Re = 6 \times 10^5$. Unter solchen Bedingungen wird eine voll ausgebildete, turbulente Rohrströmung und Grenzschicht erst nach 36 Rohrdurchmessern erwartet [Blevins, 1992]. Die Messebene befand sich ~ 10 Rohrdurchmesser stromab des Glockeneinlaufs. Da keine Mittel ergriffen wur-

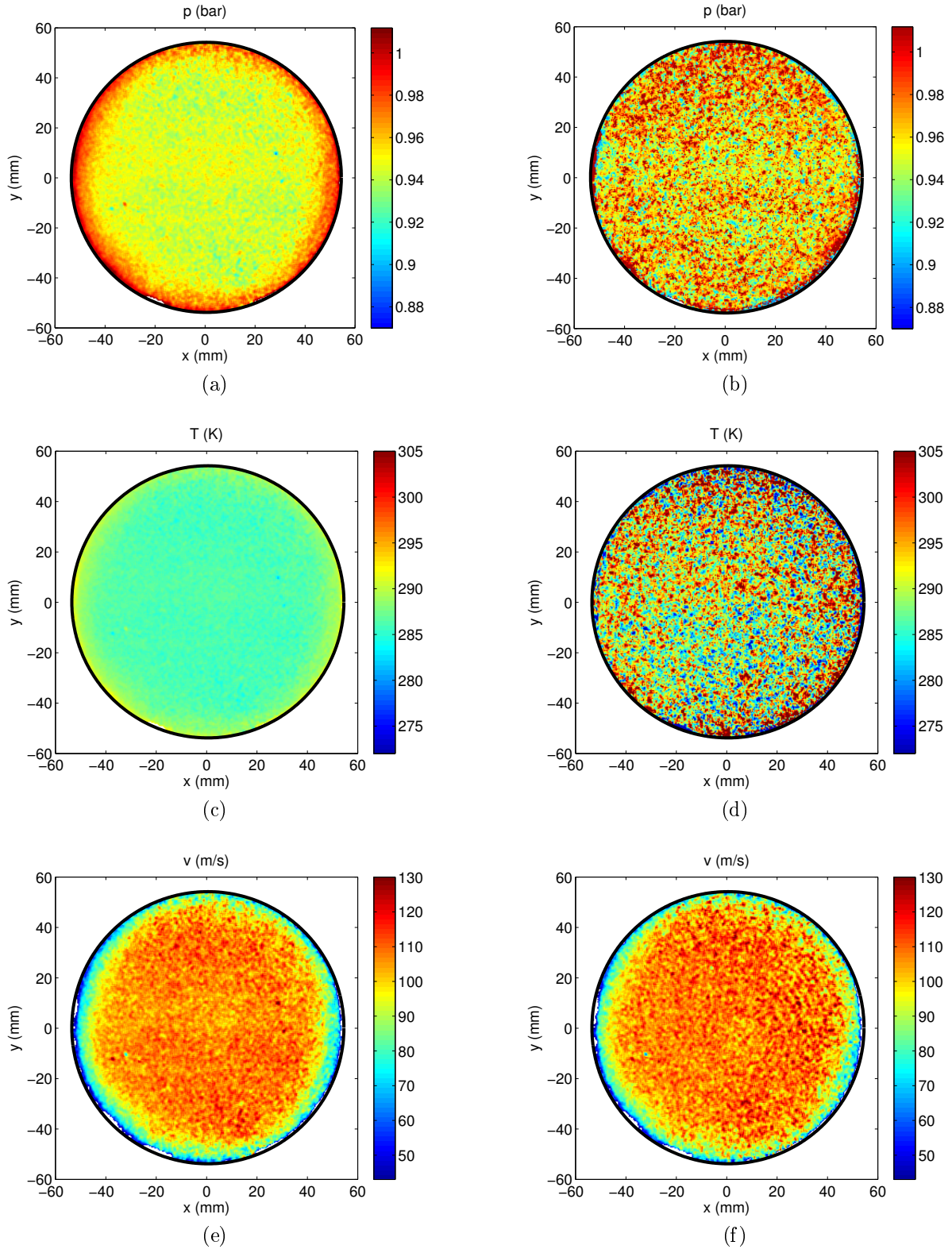


Abbildung 5.16: Vergleich von p -, T - und v -Feldern: In (a, c, e) wurden C_t und $\Delta\nu$ aus dem Datenfit bestimmt, p und T wurden unter Annahme einer isentropen Strömung berechnet. In (b, d, f) wurden C_t , p , T und $\Delta\nu$ ohne Einschränkungen bestimmt.

den, die Transition von laminar nach turbulent zu beschleunigen, wird die Strömung in diesem Bereich von einem Potentialkern konstanter Temperatur, konstanten Drucks und konstanter axialer Strömungsgeschwindigkeit dominiert. Die Druck-, Temperatur und Geschwindigkeitsfelder aus Abbildung 5.16 spiegeln die erwartete Struktur der Strömung wider, mit konstanten Verteilungen im Kernbereich und einem starken Geschwindigkeitsgradienten hin zur Wand, wo die Strömung durch die Grenzschicht dominiert wird. Die ansteigenden Druck- und Temperaturwerte in Wandnähe in den Abbildungen 5.16a und 5.16c entsprechen dabei nicht dem realen Verlauf, sondern sind Artefakte aus der Datenauswertung, die aus der Annahme einer isentropen Strömung resultieren. Während sich die Geschwindigkeitsfelder der Abbildungen 5.16e und 5.16f bezüglich der Struktur und der Absolutwerte entsprechen, weisen die Druck- und Temperaturverteilungen der Abbildungen 5.16b und 5.16d des freien Parameterfits ein erhöhtes Rauschniveau im Vergleich zu den korrespondierenden Werten der Abbildungen 5.16a und 5.16c auf.

In Abbildung 5.17 sind horizontale Profile der Strömungsfeldgrößen der Kernregion für den $C_t p T \Delta \nu$ - und den $C_t \Delta \nu$ -Fit zu sehen. Die Profile wurden aus 20 Pixelreihen, beginnend 10 Pixel oberhalb der Mittellinie, gemittelt. In allen Grafiken ist die Standardabweichung, gebildet über die 20 ausgewählten Pixelreihen, als Indikator des Rauschniveaus mittels gestrichelter Linien markiert. Die Werte der Standardabweichungen für Druck und Temperatur betragen für den $C_t p T \Delta \nu$ -Fit 2,5 % und 2,2 %. Sie liegen damit etwa um einen Faktor von 5 für den Druck bzw. von 22 für die Temperatur über den korrespondierenden des $C_t \Delta \nu$ -Fit. Des Weiteren sind die Mittelwerte des Drucks und der Temperatur für den freien Parameterfit um etwa 15 mbar bzw. 5 K erhöht. Die Profile der axialen Geschwindigkeit zeigen für beide Auswertungen eine ähnliche Struktur, mit Standardabweichungen von 5 % für den $C_t p T \Delta \nu$ - und 3,4 % für den $C_t \Delta \nu$ -Fit.

	$C \Delta \nu$ -fit (isentrop)	$C p T \Delta \nu$ -fit
p_{FRS} (bar)	0.945	0.966
p_{Wand} (bar)	0.947	
Δp (%)	0.1	2
\dot{m}_{FRS} (kg/s)	1.03	1.05
\dot{m}_{mb} (kg/s)	1.00	
$\Delta \dot{m}$ (%)	3	5

Tabelle 5.1: Mittlerer Druck und Massenstrom der FSM-FRS-Messungen im Vergleich mit der Wandsonde und der Messblende.

In Tabelle 5.1 sind die mittleren statischen Drücke und Massenströme, berechnet aus

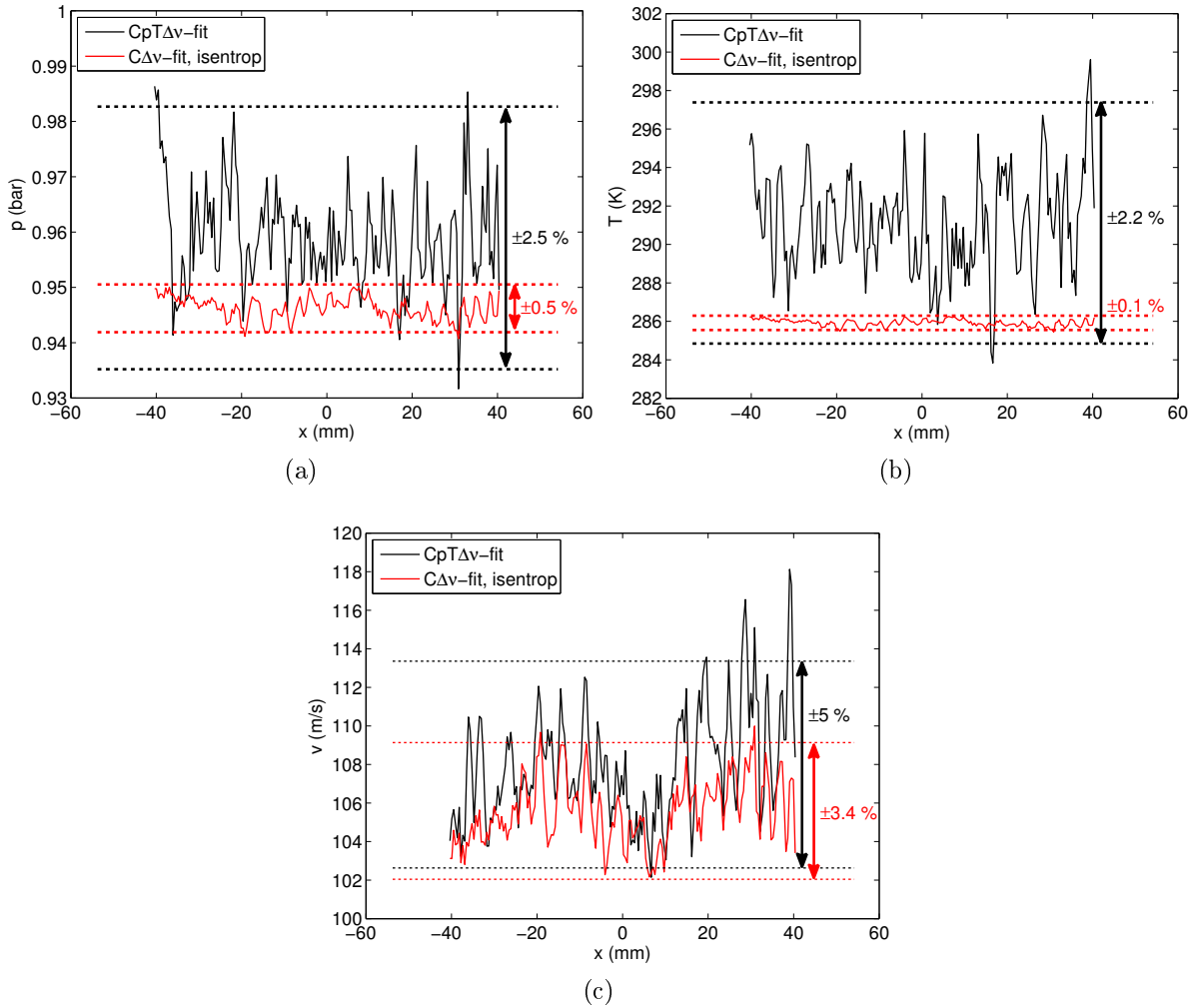


Abbildung 5.17: Gemittelte horizontale Profile des Drucks (a), der Temperatur (b) und der axialen Geschwindigkeit (c) der Kernregion von -40 bis 40 mm des $C_p T \Delta v$ -Fit (schwarz) und des $C_t \Delta v$ -Fit (rot). Die Standardabweichung ist durch die gestrichelten Linien gekennzeichnet.

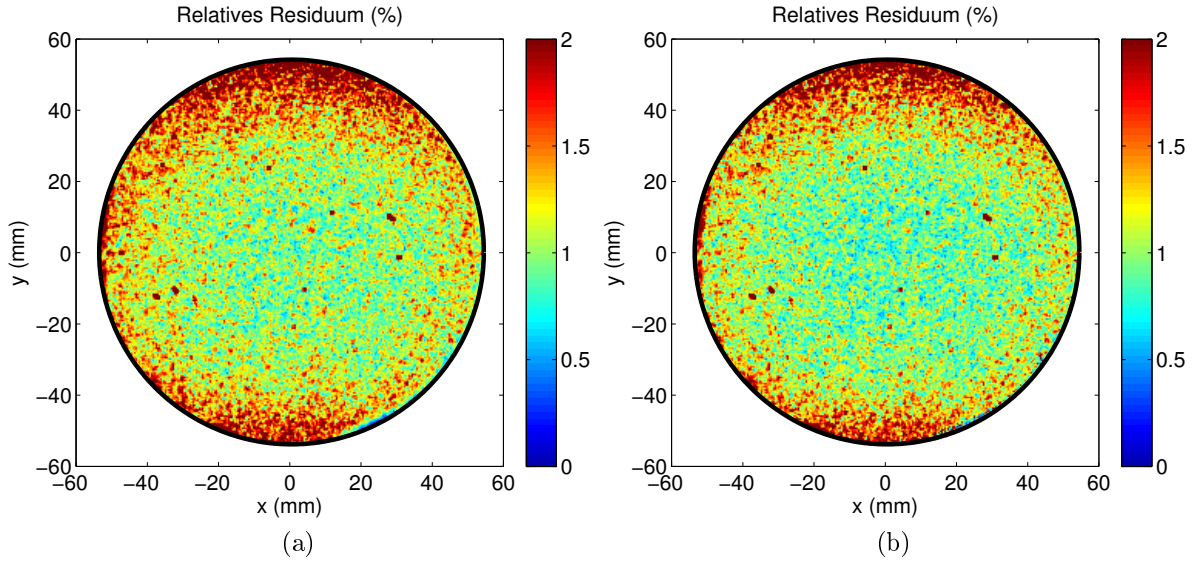


Abbildung 5.18: Verteilung des relativen Residuums: $C_t\Delta\nu$ -Fit unter Verwendung der Isentropenbeziehungen (a), $C_{tp}T\Delta\nu$ -Fit ohne Einschränkungen (b).

den beiden vorgestellten Auswertansätzen, im Vergleich mit den Werten der Wandsonde und der Messblende zu sehen. Für den $C_t\Delta\nu$ -Fit stimmen die Druckwerte aus FSM-FRS- und Wandsondenmessung mit einer relativen Abweichung von etwa 0,1 % sehr gut überein. Die Abweichung der Massenstrommessung liegt bei 3 %. Für den $C_{tp}T\Delta\nu$ -Fit betragen die Abweichungen 2 % für den statischen Druck und 5 % für den Massenstrom.

5.2.3 Diskussion

Der $C_t\Delta\nu$ -Fit unter Verwendung der Isentropenbeziehungen zeigt gute Resultate sowohl hinsichtlich der Absolutwerte der gemittelten Größen als auch bezüglich der geringen räumlichen Standardabweichungen der Feldauswertung. Im Vergleich der beiden Analysemethoden fallen zum einen die höheren räumlichen Standardabweichungen für den $C_{tp}T\Delta\nu$ -Fit ohne Einschränkungen ins Auge. Zum anderen unterscheiden sich die mittleren Druck- und Temperaturniveaus um etwa 2 %. Dies soll im Folgenden diskutiert werden.

Anhand von Gleichung (2.30) wurde für die beiden Analysemethoden das relative Residuum in jedem Bildpunkt berechnet. Abbildung 5.18 zeigt die Verteilungen des Residuums für den $C_t\Delta\nu$ -Fit unter Verwendung der Isentropenbeziehungen (5.18a) und für den $C_{tp}T\Delta\nu$ -Fit ohne Einschränkungen (5.18b). Wie in Abschnitt 2.4.5 bereits erwähnt, kann das relative Residuum als Maß für die Güte der Ausgleichsrechnung angesehen wer-

	σ_p (mbar)	σ_T (K)	σ_v (m/s)
$C_t\Delta\nu$ -Fit	1	<0,5	1,2–2,6
$C_t p T \Delta\nu$ -Fit	26–37	4–6,6	2,4–5,5

Tabelle 5.2: Abschätzung der statistischen Unsicherheit für p , T und v .

den. Es ist gleichzeitig ein Indikator für die Qualität der Messdaten hinsichtlich des SNR. Beide Analysemethoden weisen eine ähnliche Verteilung des relativen Residuums, mit leicht erhöhten Werten in den oberen und unteren Bereichen des Messfelds auf, was in einer schlechteren Ausleuchtung und somit geringeren Signalintensitäten im Vergleich zum Zentrum begründet liegt. Es ergibt sich ein mittleres relatives Residuum von $1,2 \pm 0,5$ % für beide Methoden. Aus diesem Wert kann nun analog zur in Abschnitt 2.4.5 vorgestellten Vorgehensweise die statistische Unsicherheit der Strömungsgrößen ermittelt werden.

In Tabelle 5.2 sind die Ergebnisse der Analyse zusammengefasst. Für die Druck- und Temperaturbestimmung mittels des $C_t\Delta\nu$ -Fit liegen die Unsicherheiten im Bereich von 1 mbar und <0,5 K. Die Geschwindigkeit ist mit der angenommenen Datenqualität mit einer statistischen Unsicherheit von 1,2 bis 2,6 m/s behaftet. Demgegenüber steigen die Unsicherheiten für den $C_t p T \Delta\nu$ -Fit auf 26 bis 37 mbar, 4 bis 7 K und 2,4 bis 5,5 m/s für Druck, Temperatur und axiale Geschwindigkeit. Die hier gefundenen Werte stimmen sehr gut mit den Standardabweichungen der Druck-, Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile aus Abbildung 5.17 überein. Bei Betrachtung der statistischen Unsicherheit sind insbesondere die sehr geringen Werte für Druck und Temperatur des $C_t\Delta\nu$ -Fit auffällig. Diese liegen in den Isentropenbeziehungen begründet. Bei der Berechnung von Druck und Temperatur unter Verwendung dieser Potenzgesetze werden die Unsicherheiten der aus dem Datenfit ermittelten Dopplerverschiebungen gedämpft.

5.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden Messanwendungen der FSM-FRS-Messtechnik in Luftströmungen diskutiert.

Die in Abschnitt 5.1 vorgenommene experimentelle Untersuchung des Ranque-Hilsch-Wirbelrohrs gliederte sich in zwei Teile: Zum Ersten wurde eine globale Charakterisierung der Vorrichtung auf Grundlage der Variation des Kaltluftstroms vorgenommen. Ein- und Austrittstemperaturen wurden aufgezeichnet und der Frequenzinhalt des instationären Wanddrucks wurde an unterschiedlichen axialen Positionen untersucht.

Beim Vergleich der Ergebnisse mit der Literatur zeigten sich gute Übereinstimmungen. Zum Zweiten wurde das Strömungsfeld innerhalb des Wirbelrohrs für $\epsilon = 0,3$ mit laseroptischen Messmethoden charakterisiert. Die Umverteilung der Laserintensität aufgrund von Brechungsindexvariationen und die dadurch notwendige Auswertung der FSM-FRS-Messdaten mittels der kombinierten Methode wurde thematisiert. Aufgrund des optischen Aufbaus und angenommener Rotationssymmetrie konnten die FSM-FRS-Dopplerverschiebungen als Geschwindigkeiten interpretiert werden. Ein L2F-Geschwindigkeitsprofil wurde bei $x/L = 0,02$ mit den korrespondierenden FSM-FRS-Ergebnissen verglichen. Unterschiede und Übereinstimmungen wurden im Detail diskutiert. Die aus den FSM-FRS gewonnenen Verteilungen der Temperatur, axialer und Umfangsgeschwindigkeit der zentralen x - y -Ebene wurden für die gesamte Rohrlänge aus 14 Messebenen zusammengesetzt und diskutiert. In den Verteilungen der axialen und der Umfangsgeschwindigkeit wurde eine Strömungsstruktur identifiziert, die an eine angefachte Oszillation erinnert. Die gefundenen Ergebnisse sowohl der spektralen Analyse des Wanddrucksignals als auch der FSM-FRS-Messungen deuten auf eine Kopplung des Strömungsfelds mit dem akustischen Feld des Wirbelrohrs hin.

In Abschnitt 5.2 wurde das FSM-FRS-Messsystem zur Charakterisierung des Strömungsfelds eines Glockeneinlaufs in Bezug auf Druck, Temperatur und axiale Strömungsgeschwindigkeit verwendet. Um die Qualifizierung des Messverfahrens für maschinennahe Testumgebungen mit eingeschränkter optischer Zugänglichkeit voranzutreiben, wurde eine endoskopische Bilddatenerfassung realisiert. Die Bilddaten wurden mittels eines Bildleiters zum Kamerasystem übertragen. Die anschließende Datenanalyse wurde auf zwei Arten realisiert: Zum ersten wurde unter Annahme einer isentropen Strömung die Anzahl der unbekannten Strömungsgrößen auf eine einzelne reduziert; zum zweiten wurden Druck, Temperatur und axiale Strömungsgeschwindigkeit unabhängig voneinander ermittelt. Dabei ergaben sich Abweichungen zwischen dem räumlich gemittelten statischen Druck der FSM-FRS- und der Wandsondenmessung von etwa 0,1 % unter Annahme isentroper Strömungsbedingungen und von 2 % für die unabhängige Bestimmung der Strömungsgrößen. Die entsprechenden Messabweichungen des Massenstroms betrugen 3 bzw. 5 %. Eine Reduzierung der statistischen Unsicherheit könnte insbesondere bei letzterer Vorgehensweise durch eine Erhöhung der Anzahl der Scanfrequenzen erreicht werden. In diesem Zusammenhang würde die Verwendung eines Absorptionsfilters mit höherem Dampfdruck die Einbeziehung des zweiten Absorptionsminimums der Doppellinie ermöglichen.

6 Messanwendungen in Verbrennungsumgebungen

Ein weiteres wichtiges Anwendungsfeld laserbasierter optischer Messverfahren ist die Charakterisierung von Strömungsphänomenen in Verbrennungsumgebungen. Dem Institut für Antriebstechnik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt stehen verschiedene Brennkammerprüfstände zur Verfügung, um neue Verbrennungskonzepte für Fluggasturbinen unter realistischen Betriebsbedingungen zu testen. In diesem Abschnitt sollen zwei Anwendungsbeispiele der FSM-FRS-Messtechnik im Bereich der Charakterisierung von Verbrennungsströmungen innerhalb dieser Großanlagen diskutiert werden. In Abschnitt 6.1 wird die Interaktion der Strömung eines Drallbrenners mit einer effusionsgekühlten Brennkammerwand untersucht und das resultierende Temperaturfeld in direkter Umgebung der Wand visualisiert. Sodann wird in Abschnitt 6.2 das Strömungsfeld des Austritts einer Hochdruckbrennkammer, betrieben unter realistischen Bedingungen, in Hinblick auf Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit charakterisiert.

6.1 Charakterisierung der Wandkühlung in einer Hochdruckbrennkammer

Die Reduktion der Stickoxidemissionen (NO_x) ist ein wichtiger Aspekt in der Entwicklung moderner Flugzeugtriebwerke. Eine Schlüsselrolle spielt in diesem Zusammenhang die Umverteilung des Luftmassenstroms innerhalb des Brennermoduls, um die Effizienz des Verbrennungsprozesses zu steigern. Da die Gesamtmasse der durchgesetzten Luft konstant bleibt, kann dies nur auf Kosten des für die Kühlungsprozesse verantwortlichen Sekundärmassenstroms erfolgen [Gerendás et al., 2003]. Übertragen auf moderne Magerbrennerkonzepte führt dies zu einer Reduzierung der zur Verfügung stehenden Kühlluft von bis zu 50 % am gesamten Luftmassenstrom auf unter 30 %. Dies unterstreicht die Notwendigkeit der Entwicklung neuer, effizienter Kühlkonzepte [Behrendt et al., 2008].

Ein vielversprechendes Konzept zur Kühlung von Brennkammerwänden in Fluggasturbinen, insbesondere im Hinblick auf die gesteigerten Anforderungen an die Kühleffizienz aufgrund des reduzierten Kühlluftmassenstroms, ist die sogenannte Effusionskühlung [Behrendt et al., 2014]. Die Kühlluft tritt dabei aus der mit Bohrungen durchsetzten Brennkammerwand aus und bildet in der Folge einen Kühlluftfilm an deren Oberfläche. Die Interaktion der Flamme mit dem Kühlluftfilm spielt dabei für die thermische Belastung der Struktur der Brennkammer sowie für die Schadstoffgenerierung aufgrund des lokalen Verlöschens (engl.: quenching) der Flamme in Wandnähe eine entscheidende Rolle [Dreizler und Böhm, 2015].

Eine Schlüsselrolle für das Verständnis der Brenner-Wand-Interaktion kommt dabei dem wandnahen Temperaturfeld zu. Um die Oberflächentemperatur der Brennkammerwand zu charakterisieren, eignen sich beispielsweise Thermoelemente, Methoden basierend auf thermographischen Phosphoren [Brübach et al., 2006; Dreizler und Böhm, 2015] oder Messtechnik auf Grundlage von Infrarotstrahlung [Behrendt et al., 2008]. Die Anzahl laserbasierter optischer Messmethoden, die zur Bestimmung der Temperatur der Gasphase in direkter Nähe zur Wand geeignet sind, reduziert sich hingegen im Wesentlichen auf das punktuelle coherent anti-Stokes Raman scattering (CARS) Messverfahren oder, aufgrund der Unterdrückung des Laserstreulichts in Wandnähe, auf die FRS-Messtechnik zur Ermittlung flächiger Temperaturverteilungen.

Im Zuge der Charakterisierung neuartiger Kühlkonzepte unter realitätsnahen Betriebsbedingungen einer Flugtriebwerksbrennkammer wurde am Hochdruck-Verbrennungsprüfstand Ein-Düsen-Sektor (EDS) des Instituts für Antriebstechnik die Brenner-Wand-Interaktion mittels verschiedener laseroptischer Messverfahren sowie in einer numerischen Studie untersucht [Behrendt et al., 2015]. Unter anderem wurden das wandnahe Strömungsfeld und die OH-Konzentration als Indikator für die Temperatur mittels simultaner Anwendung der PIV- und OH-PLIF-Messverfahren visualisiert [Lange et al., 2012]. Aufgrund starker Reflexionen des Laserlichts an der Brennkammerwand und einer unzureichenden OH-Konzentration im Bereich des Kühlfilms konnten mittels der beiden genannten Messverfahren zuverlässige Messergebnisse erst ab einer Entfernung von ca. 1 – 2 mm von der Brennkammerwand gewonnen werden. In diesem Zusammenhang wurde das FSM-FRS-Messverfahren ausgewählt, um diese Lücke im Temperaturfeld in direkter Nähe der effusionsgekühlten Brennkammerwand zu schließen.

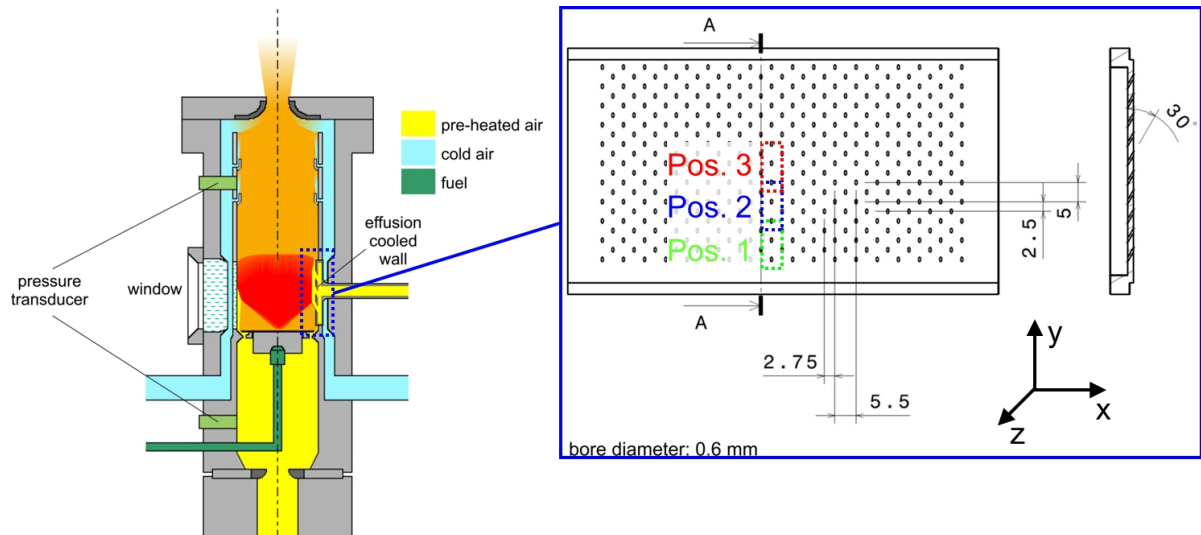


Abbildung 6.1: (Links) Schematischer Aufbau des EDS [Lange et al., 2012]. (Rechts) Lochmuster der Kühleinschindel mit Messpositionen.

6.1.1 Prüfstand und Versuchsdurchführung

Abbildung 6.1 (links) zeigt den schematischen Aufbau des Hochdruck-Verbrennungsprüfstands EDS [Meier et al., 2012a]. Die Brennkammer besitzt einen quadratischen Querschnitt von $102 \times 102 \text{ mm}^2$ bei einer Höhe von 280 mm und wird von unten nach oben durchströmt. Dabei ist die Primärzone des Brenners von drei Seiten über ein Doppelscheibensystem optisch zugänglich. Zusätzlich ist es möglich, den Prüfstand in alle drei Raumrichtungen zu traversieren. Für die nachfolgenden Versuche wurde die Rückwand des Verbrennungsraums durch eine mit Effusionsbohrungen versetzte Kühleinschindel ersetzt. Vorgeheizte Druckluft wird über eine kritische Düse aus einem Plenum stromab in den Verbrennungsraum geleitet (gelb markiert). Ein Teil dieser Luft wird zuvor abgezweigt und dient einerseits als Kühlluft für die der Flamme zugewandten Seite der Beobachtungsfenster, versorgt andererseits aber auch die Effusionskühlung der Rückwand. Der Prüfstand kann mit einem Heißluftmassenstrom von bis zu 1 kg/s bei maximal 850 K Lufttemperatur versorgt werden; der maximale Betriebsdruck liegt bei 20 bar. Für die nachfolgende Untersuchung wurde der Prüfstand mit L-Gas bei einem Massenstrom von 4,5 g/s und einem Luftmassenstrom von 72,5 g/s, was einem Luft-Brennstoff-Verhältnis von ~ 17 entspricht, betrieben. Die Brennerluft wurde auf 450 K vorgeheizt, der Betriebsdruck entsprach 5 bar. Im Hinblick auf die Maximierung der Flamme-Wand-Interaktion im Bereich der Kühlluftscheindel wurde ein Drallbrenner entworfen, dessen Geometrie in einem wandnahen Verbrennungsprozess resultierte. Dies führte zu einer erhöhten ther-

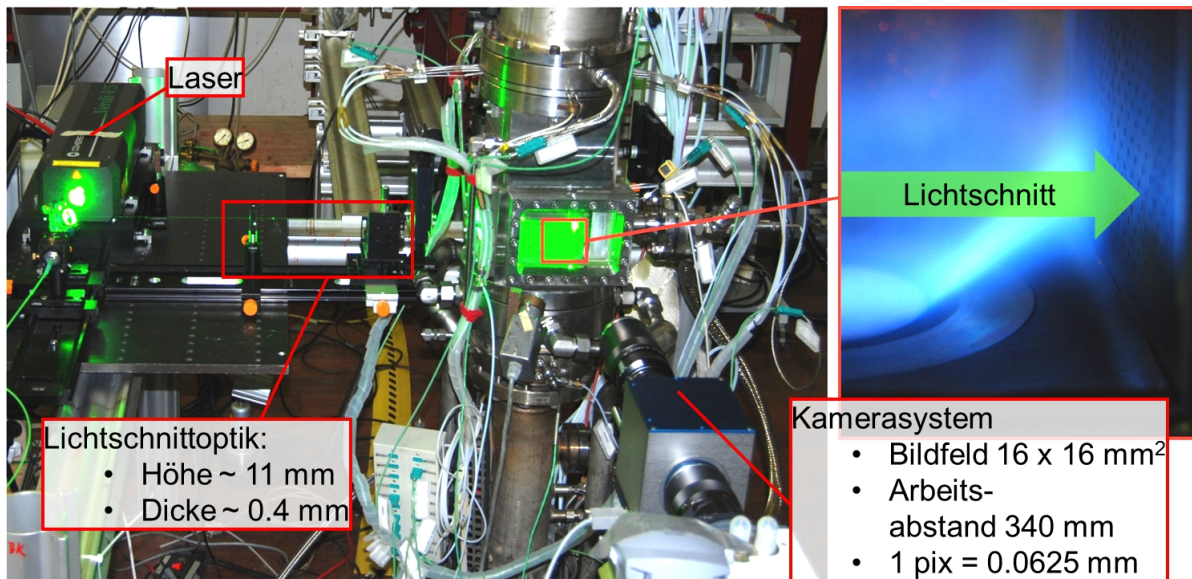


Abbildung 6.2: (*Links*) Prüfstandsraum mit optischem Aufbau des FSM-FRS-Messsystems. (*Rechts*) Fotografie der Flamme nahe der effusionsgekühlten Brennkammerwand.

mischen Belastung der Beobachtungsfenster, was die optische Qualität des Glases und somit die für die experimentellen Untersuchungen verfügbaren Standzeiten einschränkte.

In Abbildung 6.1 (*rechts*) ist das Bohrmuster der untersuchten Kühlluftschindel zu sehen [Behrendt et al., 2015]. Alle Bohrungen sind um einen Winkel von 30° zur Hauptströmungsrichtung angestellt und haben einen Durchmesser von 0,6 mm. Der Abstand zwischen zwei benachbarten Reihen in horizontaler Richtung beträgt 2,75 mm, wobei die Bohrungen in vertikaler Richtung um 2,5 mm versetzt angeordnet sind. Der Abstand zweier aufeinanderfolgender Bohrungen einer Lochreihe in vertikaler Richtung beträgt 5 mm. Die grün, blau und rot gekennzeichneten Bereiche entsprechen den drei Positionen der FSM-FRS-Messungen. Diese Lochreihe wurde ausgewählt, da in diesem Bereich die stärkste Interaktion zwischen Flamme und Kühlfilm erwartet wurde.

Abbildung 6.2 (*links*) zeigt eine Fotografie des Prüfstandsraums mit dem optischen Aufbau des FSM-FRS-Messsystems, (*rechts*) ist ein Teil der Flamme nahe der Kühlluftschindel zu sehen. Der Laser wurde nach einer 90° -Umlenkung zu einem Lichtschnitt von ~ 11 mm Höhe und $\sim 0,4$ mm Dicke aufgeweitet und senkrecht auf die in Abbildung 6.1 (*rechts*) markierte Lochreihe der effusionsgekühlten Brennkammerwand gerichtet. Das Kamerasystem wurde orthogonal zur Lichtschnittebene positioniert. Um die austretenden Kühlluftstrahlen detailliert auflösen zu können, wurde das Bildfeld auf 16×16 mm² beschränkt, was zwei Luftstrahlen beinhaltet. Der untere Kühlluftstrahl befand sich

11 mm oberhalb der Brennerkopfplatte. Durch zweimaliges vertikales Traversieren des Prüfstands in 10 mm-Schritten konnten insgesamt 6 Kühlluftstrahlen visualisiert werden. Die verwendete Frontoptik (Zeiss MacroPlanar $f' = 100$ mm, $b = 2$) ermöglichte bei einem Abstand von 340 mm eine räumliche Auflösung von 0,0625 mm/Pixel.

Bei der experimentellen Durchführung der FSM-FRS-Messungen musste insbesondere zwei Aspekten Rechnung getragen werden: Der erste Aspekt betrifft die oben bereits erwähnten kurzen Standzeiten aufgrund der sich verschlechternden optischen Qualität der Beobachtungsfenster. Um dem zu begegnen, wurde die Datenerfassung auf das rechte Absorptionsminimum beschränkt. Mit einer Schrittweite von $0,002\text{ cm}^{-1}$ setzte sich ein Frequenzscan somit aus 15 Wellenzahlen zusammen. Um die Messdauer zusätzlich zu verringern, wurde die Kamera im EM-Modus bei einer 80-fachen Signalverstärkung betrieben. Dadurch konnte die Belichtungszeit auf 4 s pro Frequenzschritt reduziert werden. Bei einer zweimaligen Wiederholung des Frequenzscans für jede vertikale Messposition resultierte dies in einer Messdauer von etwa 25 Minuten. Der zweite Aspekt betrifft den starken Wandreflex, der beim Auftreffen des Laserlichtschnitts auf die Rückwand der Brennkammer entsteht. Um eine vollständige Unterdrückung des Laserstreulichts an der Wand in diesem Fall zu gewährleisten, wurde entsprechend Abschnitt 3.2.5 die Jodzelle mit 80 °C Sättigungstemperatur für die Charakterisierung des wandnahen Temperaturfelds ausgewählt.

6.1.2 Auswertemethodik und Ergebnisse

Ziel der FSM-FRS-Messungen war es, das resultierende zeitlich gemittelte Temperaturfeld der Interaktion zwischen der reagierenden Brennerströmung mit dem Kühlluftfilm in direkter Nähe zur Brennkammerwand zu visualisieren. Dabei hängt die am Detektor registrierte Streulichtintensität entsprechend Gleichung (2.23) neben den Strömungsgrößen Druck, Temperatur und Dopplerverschiebung auch von der lokalen Gaszusammensetzung ab. Die Strömungsvorgänge im Bereich der Brenner-Kühlluftfilm-Interaktion sind hochgradig instationär und turbulent. Im Bereich des wandnahen Verbrennungsprozesses ist somit nicht mit einem homogenen Gasgemisch zu rechnen. Stattdessen ist zu erwarten, dass die Gaszusammensetzung aufgrund der komplexen Strömungsstruktur räumlich stark variiert. Um dem zu begegnen wurde die FSM-FRS-Datenauswertung mit den Ergebnissen der CFD-Simulation aus Behrendt et al. [2015] gekoppelt. Für jeden Bildpunkt des Messfelds konnte somit ein Gasgemisch aus den auf Grundlage des Rayleigh-Streuquerschnitts für FRS relevanten Verbrennungsprodukten ermittelt werden. Während beispielsweise im Bereich des Kühlfilms im Wesentlichen mit Stickstoff

(N₂) und Sauerstoff (O₂) zu rechnen ist, setzt sich das Gasgemisch in größerer Entfernung zur Wand aus Stickstoff (N₂), Kohlendioxid (CO₂), Kohlenmonoxid (CO) und gasförmigem Wasser (H₂O) zusammen. In die Auswertung wurden nur Gase einbezogen, deren Anteil am Gesamtgemisch für das betrachtete Pixelelement über 4 % lag. Zusätzlich zur Gaszusammensetzung wurde auch das Geschwindigkeitsfeld der CFD-Simulation in die FSM-FRS-Auswertung einbezogen. Der gemessene FSM-FRS-Datensatz hat eine vergleichsweise schlechte Datenqualität, die Gründe dafür sollen in Abschnitt 6.1.3 genauer beleuchtet werden. Um die Unsicherheiten bei der Ermittlung des wandnahen Temperaturfelds zu verringern, wurde daher entschieden, die Dopplerverschiebung in jedem Bildpunkt aus dem 3-komponentigen CFD-Strömungsfeld für die Streugeometrie des FSM-FRS-Experiments zu berechnen und für die Datenauswertung zu verwenden. Der Datensatz wurde mittels der Frequenzscan-Methode ausgewertet. R_{ij} wurde für jede der drei Messpositionen aus einem Referenzdatensatz ermittelt. Für die Auswertung der unter Betriebsbedingungen aufgezeichneten Daten wurden dann mittels des Levenberg-Marquardt-Algorithmus die Temperatur T_{ij} und der Untergrundparameter C_{ij} in einer Ausgleichsrechnung für jeden Bildpunkt angepasst, um den Schwankungen des Flammenleuchtens Rechnung zu tragen.

Abbildung 6.3 zeigt die Verteilung der zeitlich gemittelten Temperatur aus der FSM-FRS-Messung. Das Ergebnisbild wurde aus den drei vertikalen Messpositionen zusammengesetzt. Die im Temperaturfeld weiß dargestellten Zonen wurden durch Flammenstrahlung überbelichtet und waren aus diesem Grund nicht verwertbar. Das Eindringen der Kühlluftstrahlen aus den Effusionsbohrungen in die Brennkammer ist deutlich erkennbar. Beginnend am untersten Loch bei $x = 12$ mm bildet die ausströmende Luft einen Kühlfilm, der sich in horizontaler Richtung etwa bis 2,5 mm von der Wand erstreckt und in vertikaler Richtung über das gesamte Messfeld erhalten bleibt. Im Bereich der Kühlluftstrahlen werden die geringsten Temperaturen erreicht. Diese liegen bei 700 K an den unteren beiden Effusionsbohrungen, steigen in der Zone der größten Flamme-Wand-Interaktion an den mittleren beiden Bohrungen auf 1100 K und sinken schließlich auf 450 bis 600 K im Bereich der oberen beiden Kühlluftstrahlen. Die Temperaturen im Kern des obersten Luftstrahls sind dabei in guter Übereinstimmung mit der Vorheiztemperatur von 450 K. Mit zunehmender Entfernung von der Brennkammerwand steigen die Temperaturen stark an, wobei sich die Struktur des Temperaturfelds unterhalb und oberhalb der Flamme (weißer Bereich) stark unterscheidet. Im unteren Bereich ist eine heiße Strähne mit Spitzentemperaturen von etwa 2200 K erkennbar. Diese Zone entspricht einer äußeren Rezirkulation, durch die heißes Gas von der Verbrennungszone

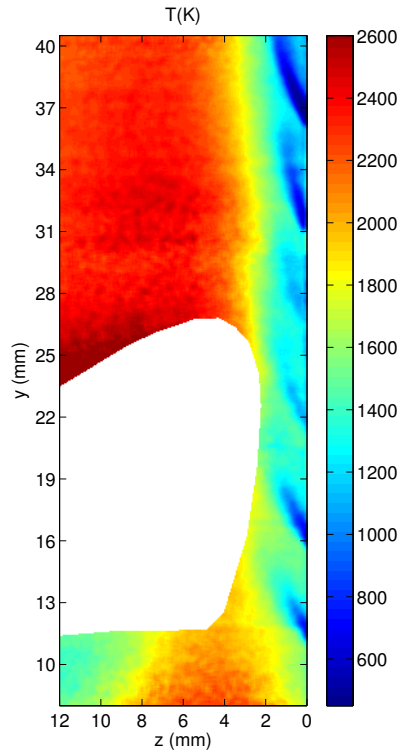


Abbildung 6.3: Temperaturfeld der FSM-FRS-Messung, zusammengesetzt aus den drei vertikalen Messpositionen.

in Richtung der Brennerkopfplatte transportiert wird. Oberhalb der Flamme bildet sich nach Abklingen des Gradienten zwischen Kühlfilm und Brennerströmung im Abstand von etwa 5 mm von der Wand ein homogenes Temperaturfeld aus. Die Temperaturen sinken dabei in vertikaler Richtung von ca. 2400 K direkt über der Flamme auf ~ 2200 K am oberen Rand des Bildfelds.

6.1.3 Diskussion

In den vorangehenden Abschnitten wurden bereits einige Gründe benannt, welche die Untersuchung des wandnahen Temperaturfelds mittels der FSM-FRS-Methode erschweren. Bedingt im Wesentlichen durch die kurze Standzeit des Prüfstands aufgrund der wandnah brennenden Flamme und der damit einhergehenden Verschlechterung der optischen Qualität der Beobachtungsfenster, mussten die Mittlungsdauer verkürzt und der Verstärkungsmechanismus der Kamera verwendet werden. Des Weiteren ist als Quelle der Messunsicherheit der stark schwankende Untergrund durch das Flammenleuchten zu nennen. Zusammengefasst sind dies die Ursachen für die erhebliche Verschlechterung der Datenqualität im Vergleich mit den Messergebnissen der vorangegangenen Kapi-

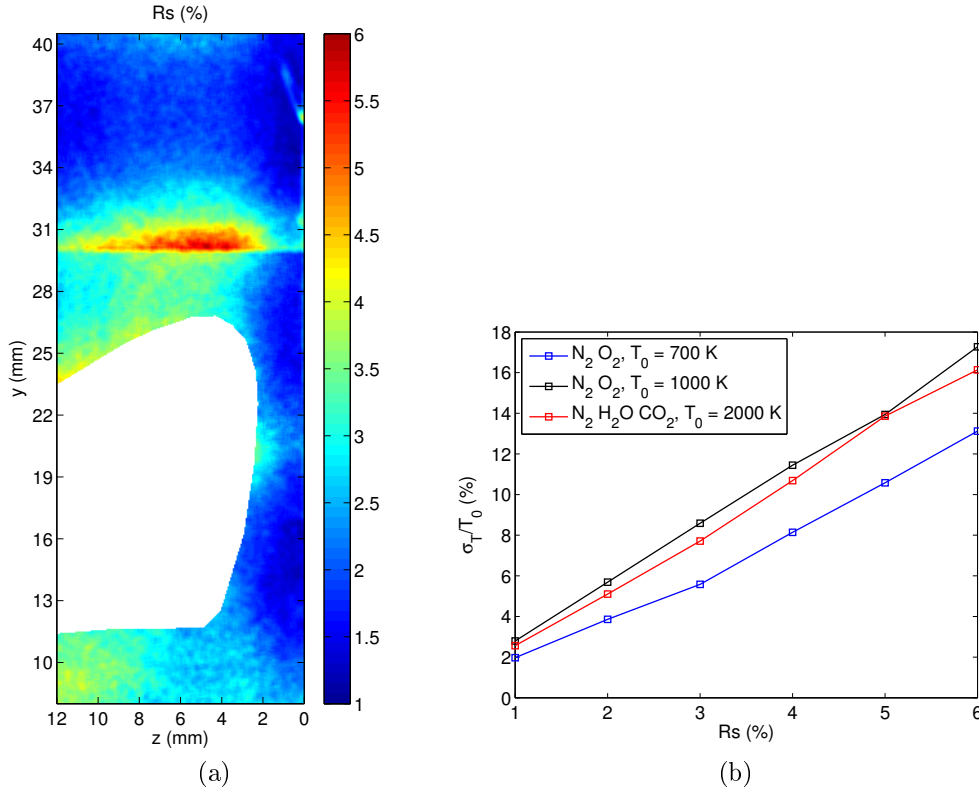


Abbildung 6.4: (a) Verteilung des relativen Residuums R_s . (b) Analyse der statistischen Unsicherheit: Relative Standardabweichung der Temperatur für den wandnahen (blau, $T_0 = 700$ K bzw. schwarz, $T_0 = 1000$ K) und den wandfernen Bereich (rot, $T_0 = 2000$ K) über dem relativen Residuum R_s .

tel. In Abbildung 6.4a ist die Verteilung des entsprechend Gleichung (2.30) berechneten relativen Residuums für jeden Bildpunkt des Messfelds dargestellt. Die weißen Zonen entsprechen wiederum den aufgrund des Flammenleuchtens überbelichteten Bereichen des Kamerasensors. Für große Bereiche, insbesondere im Kühlfilm nahe der Wand und oberhalb von $y = 34$ mm in der Brennerströmung, liegen die Werte des relativen Residuums zwischen 1 und 2 %. Direkt unter- und oberhalb der Flamme erhöhen sich die R_s im Mittel auf 3 bis 4 %. Die höchsten Werte von bis zu 6 % sind im wandfernen Bereich zwischen $y = 29$ und $y = 31$ mm zu finden. Wie bereits erwähnt, liegen diese Werte deutlich oberhalb des in Abschnitt 2.4.5 als typisch benannten relativen Residuums von 0,5 %.

Welche Auswirkungen die hohen Absolutwerte des relativen Residuums auf die Unsicherheit bei der Ermittlung der Temperatur haben, soll im Folgenden untersucht werden. Entsprechend der Topologie des Temperaturfelds aus Abbildung 6.3 wurden dazu zwei

Zonen definiert: Für die erste Zone im Bereich des Kühlfilms, die im Wesentlichen aus der durch die Effusionsbohrungen einströmenden Luft besteht, wurde die Gaszusammensetzung zu 79 % N₂ und 21 % O₂ gewählt. Die Gaszusammensetzung der zweiten Zone wurde repräsentativ für den wandfernen Bereich entsprechend einer stöchiometrischen Verbrennung zu 70 % N₂, 18 % H₂O und 12 % CO₂ gesetzt. Entsprechend der in Abschnitt 2.4.5 beschriebenen Vorgehensweise wurden dann, basierend auf den zuvor gewählten Gaszusammensetzungen mit $T_0 = 700$ K bzw. $T_0 = 1000$ K für den wandnahen und mit $T_0 = 2000$ K für den wandfernen Bereich, simulierte Datensätze erzeugt und mit normalverteiltem Rauschen versehen. Die Amplitude des Rauschens wurde dabei auf Grundlage des Wertebereichs des relativen Residuums aus Abbildung 6.4a von 1 bis 6 % der mittleren Intensität aller Scanfrequenzen in 1 %-Schritten variiert. Der Druck und die Dopplerverschiebung wurden zu 5 bar bzw. -25 MHz gesetzt. Unter Anpassung von C und T versuchte der Levenberg-Marquardt-Auswertealgorithmus anschließend den zugrundeliegenden Parametersatz zu rekonstruieren. Die Prozedur wurde für jede Rauschamplitude 1000-mal wiederholt.

In Abbildung 6.4b sind die Ergebnisse der Unsicherheitsanalyse zusammengefasst. Die Erhöhung der Amplitude des Datenrauschens geht für alle untersuchten Datensätze mit einer Erhöhung der relativen Standardabweichung einher. Für den wandnahen Bereich bei $T_0 = 700$ K sind dabei die Werte am geringsten, während die relativen Standardabweichungen für $T_0 = 1000$ K im wandnahen und den wandfernen Bereich mit $T_0 = 2000$ K nahezu übereinstimmen. Da entsprechend Abbildung 6.4a das relative Residuum im gesamten wandnahen Bereich unterhalb von 3,2 % liegt, kann die relative Unsicherheit bei der Bestimmung der Temperatur für den Kühlfilm mit 2 bis 8 % angegeben werden. Für weite Teile des wandfernen Bereichs liegen die relativen Residuen unterhalb von 3,5 bis 4 %, was einer relativen Temperaturunsicherheit von 2,5 bis 11 % entspricht. Im Bereich der Maximalwerte des relativen Residuums von bis zu 6 % zwischen $y = 29$ mm und $y = 31$ mm steigen die entsprechenden Werte der relativen Standardabweichung auf 16 % an.

6.2 Charakterisierung des Austritts einer Hochdruckbrennkammer

Die Steigerung des Gesamtdruckverhältnisses ist ein wichtiger Baustein der Entwicklungsstrategie moderner Flugzeugtriebwerke. Ziel ist es dabei, die Emissionen von CO₂, NO_x und anderen Schadstoffen bei gleichzeitiger Steigerung des thermischen Wirkungs-

grads zu reduzieren. Das durch die Europäische Kommission kofinanzierte Projekt LEMCOTEC verfolgt in diesem Zusammenhang eine signifikante Steigerung des Gesamtdruckverhältnisses auf Werte von bis zu 70 bar. Insbesondere im Hinblick auf die Reduktion der Schadstoffemissionen ist dies mit den momentan verfügbaren Brennkammertechnologien nicht realisierbar. Auf Magerverbrennung basierende Brennkammerkonzepte haben das Potential, die hinsichtlich der Emissionsminderung gesteckten Ziele bei gleichzeitiger Erhöhung des Gesamtdruckverhältnisses zu verwirklichen [von der Bank et al., 2014].

Die Realisierung auf Magerverbrennung basierender Brennkammersysteme bei den angestrebten Gesamtdruckverhältnissen geht mit einer erheblichen Umverteilung des angesaugten Luftmassenstroms innerhalb des Triebwerks einher: Bis zu 70 % der Luft werden für den Verbrennungsprozess aufgewendet, was zu einer Reduktion der verfügbaren Luftmasse für die Komponentenkühlung führt. Insbesondere der vollständigen Charakterisierung und Kontrolle der hochbelasteten Schnittstelle zwischen Brennkammer und Turbine kommt bei der Verwirklichung dieser Brennkammerkonzepte entscheidende Bedeutung zu [von der Bank et al., 2014].

Neuere Untersuchungen bezüglich der Strömung am Brennkammeraustritt beschränken sich im Wesentlichen auf numerische Studien und Gasanalytik bezüglich der Schadstoffemissionen [Andreini et al., 2015; Raynaud et al., 2015]. Des Weiteren existieren zahlreiche experimentelle Arbeiten unter Verwendung von Thermoelementen, Mehrlochsonden, PIV oder Hitzdrahtanemometrie, welche sich allerdings auf nicht-reagierende Strömungsumgebungen beschränken [Cresci et al., 2015; Bacci et al., 2015; Luque et al., 2015]. Es besteht folglich ein Bedarf an unter realistischen Betriebsbedingungen gewonnenen Messdaten. Durch ihr hohes zeitliches und räumliches Auflösungsvermögen bieten laseroptische Messverfahren in diesem Zusammenhang die Möglichkeit, die Schnittstelle zwischen Brennkammer und Turbine detailliert zu charakterisieren. Dazu wurde im Rahmen des EU-Projekts LEMCOTEC eine Versuchsbrennkammer mit optisch zugänglichem Brennkammeraustritt konstruiert und in den Hochdruck-Brennkammer-Prüfstand 1 (HBK-1) des Instituts für Antriebstechnik integriert [HBK]. Das Strömungsfeld wurde mit PIV vermessen, die Temperatur wurde mittels des OH-PLIF-Messverfahrens charakterisiert. Zudem wurde erstmals die FSM-FRS-Messtechnik in einer Testumgebung dieser Art zum Einsatz gebracht. Dabei wurde der FSM-FRS-Messaufbau zum einen mittels konventioneller Detektoroptik und zum anderen auf Grundlage einer endoskopischen Bilddatenerfassung realisiert. Im Folgenden sollen die mittels der FSM-FRS-Messtechnik gewonnenen Ergebnisse sowohl untereinander für die beiden Realisierungen

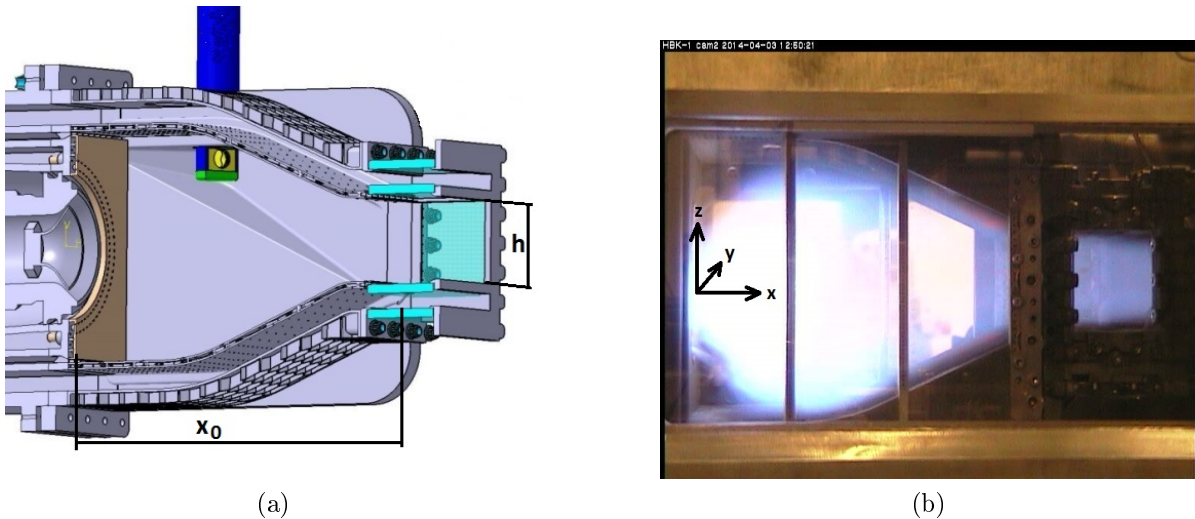


Abbildung 6.5: (a) Schematische Darstellung des optisch zugänglichen Brennkammeraustritts. (b) Fotografie der Flamme unter laufendem Betrieb.

der Streulichtdetektion als auch mit den Ergebnissen der PIV-Strömungsfeld- und OH-PLIF-Temperaturmessungen verglichen werden. Für den Vergleich zwischen FSM-FRS und PIV wurde ein Lastpunkt niedriger Leistungsaufnahme (LP1) sowie ein Lastpunkt mittlerer Leistungsaufnahme (LP2) ausgewählt. Aufgrund der niedrigen Temperaturen und den daraus resultierenden geringen OH-Konzentrationen am Brennkammeraustritt konnten für LP1 keine validen Temperaturergebnisse mittels OH-PLIF gewonnen werden. Somit beschränkt sich der nachfolgende Vergleich zwischen FSM-FRS und OH-PLIF auf LP2.

6.2.1 Prüfstand und Versuchsaufbau

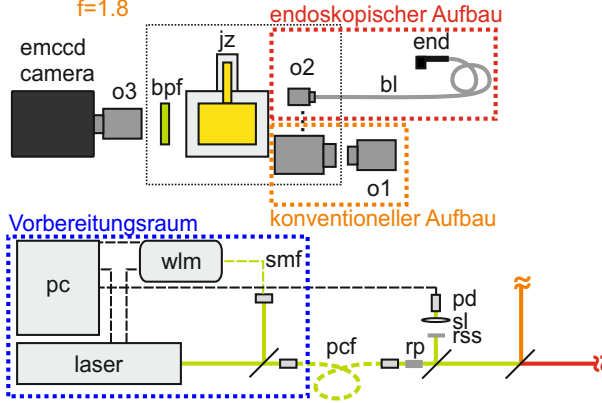
Die HBK-1 Testumgebung ermöglicht die Herstellung realistischer Betriebsbedingungen am Brennkammeraustritt. Der Prüfstand kann mit einem Luftmassenstrom von bis zu 2,2 kg/s bei einer maximalen Vorheiztemperatur von 900 K unter einem Betriebsdruck von 20 bar betrieben werden. Die für die Brennkammeraustrittsuntersuchungen entworfene OCORE-Teststrecke wurde mit einem unskalierten Magerbrennermodul der Firma Rolls-Royce Deutschland ausgestattet. Abbildung 6.5a zeigt eine schematische Darstellung der OCORE-Teststrecke. Der rechts zu sehende rechteckige Brennkammeraustritt ist von vier Seiten optisch zugänglich. Während der FSM-FRS-Messungen mittels konventioneller Bilddatenerfassung wurde der Laser durch die obere Scheibe in das Messfeld eingebracht und unter einem rechten Winkel durch das vordere seitliche Fenster betrachtet. Für die endoskopische Bilddatenerfassung wurde die Rückseite der Brennkammer

durch ein wassergekühltes Wandteil ersetzt, in welche der Kühlmantel des Endoskops eingebracht werden konnte. Dieser Eingriff in die Symmetrie der Brennkammer macht einen Einfluss auf das Strömungsfeld am Brennkammeraustritt wahrscheinlich. Abbildung 6.5b zeigt eine Fotografie des Brenners unter laufendem Betrieb. Im vorderen Bereich ist das starke Verbrennungsleuchten in der Primärzone der drallbehafteten Flamme zu sehen. Die Strömung folgt der Brennkammerkontur und erreicht als heißes Abgas den Brennkammeraustritt.

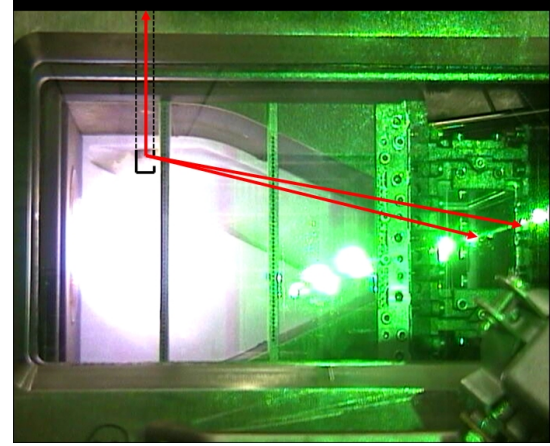
Wie bereits im vorigen Abschnitt erwähnt wurde die FSM-FRS-Messtechnik sowohl mittels konventioneller als auch mittels endoskopischer Bilddatenerfassung zum Einsatz gebracht. Abbildung 6.6 zeigt eine schematische Darstellung (6.6a) und eine Fotografie (6.6c) des Messaufbaus. Aufgrund starker Vibrationen während des Testbetriebs mussten Laser und Frequenzstabilisierung außerhalb des eigentlichen Prüfstandraums in einem Vorbereitungsraum aufgebaut werden. Das Laserlicht wurde von dort über eine photonische Kristallfaser zu einem Traversiertisch geleitet. Mittels eines Rochonprismas wurde die Polarisierung am Faserausgang fixiert, die Leistungsmessung erfolgte dann über den in Abschnitt 3.2.3 beschriebenen Aufbau.

Für die Messungen mittels konventioneller Bilddatenerfassung wurde das Laserlicht über mehrere Spiegel durch das obere Fenster entgegen der z -Achse in die Teststrecke eingebracht, für den endoskopischen Aufbau hingegen durch das vordere Seitenfenster entlang der y -Achse. Für beide Messkonfigurationen wurde auf eine Aufweitung des Lasers zu einem Lichtschnitt verzichtet. Stattdessen wurde der Laser 7-mal entlang der y -Achse im Fall der konventionellen bzw. 4-mal entlang der z -Achse im Fall der endoskopischen Bilddatenerfassung traversiert. Für jede Messposition wurden eindimensionale Datensätze entlang der Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls erzeugt. Als Messebene wurde entsprechend Abbildung 6.5a die y - z -Ebene im Abstand x_0 von der Brennerkopfplatte gewählt. Im konventionellen Aufbau wurde das Kamerasystem mit einem Frontobjektiv versehen und betrachtete das Messfeld entlang der y -Achse durch das vordere Seitenfenster. Die Kamera wurde mit der vollen Sensorgröße von 512 x 512 Pixel betrieben, was in einer räumlichen Auflösung von 0,1 mm/Pixel resultierte. Bei 39 Scanfrequenzen und einer Schrittweite von 60 MHz betrug die gesamte Messdauer bei 2 s Belichtungszeit und einer dreifachen Wiederholung der Messung für jede Betriebsbedingung etwa 15 Minuten für jede y -Position. Im Fall der endoskopischen Bilddatenerfassung wurde das Frontobjektiv durch ein bildgebendes Faserendoskop ersetzt. Entsprechend Abbildung 6.6b war das Endoskop links oberhalb der Symmetrieachse in der Primärzone des Brenners orientiert und beobachtete von dort den Brennkammeraustritt. Dabei befand sich die gesamte

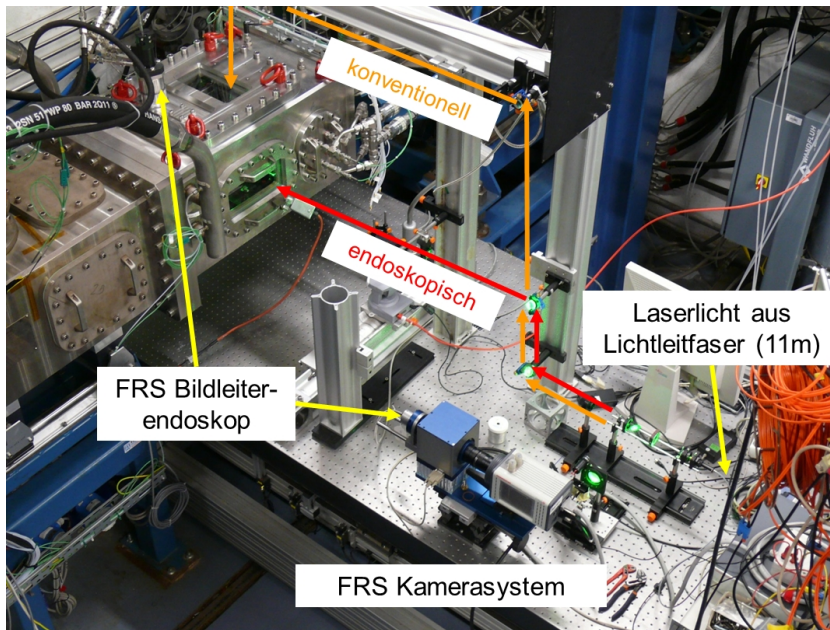
wlm: Wellenlängenmess-
 gerät
smf: Single-Mode Faser
pcf: photonic crystal fiber
rp: Rochon-Prisma
rss: Rot. Streuscheibe
sl: Sammellinse
pd: Photodiode
o1: Objektiv, 75mm,
 f=1.8
end: Endoskop
bl: Bildleiter
o2: Objektiv, 100mm, f=2,
 25mm, f=1.4
jz: Jodzelle
bpf: Bandpass-Filter
 532nm, FWHM=1nm
o3: Objektiv, 75mm, f=1.8



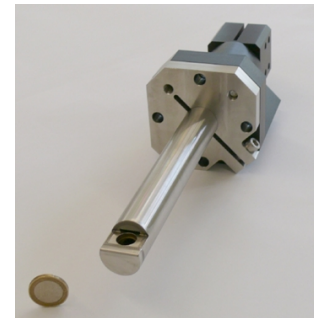
(a)



(b)



(c)



(d)

Abbildung 6.6: (a) Schematische Darstellung des FSM-FRS-Messaufbaus für konventionelle (orange) und endoskopische Bilddatenerfassung (rot). (b) Das Endoskop (schwarze Linie) betrachtet den Brennkammeraustritt von der linken oberen Ecke aus. Der Laser breitet sich entlang der y -Achse aus. (c) Fotografie des Messaufbaus. (d) Wassergekühltes Endoskopgehäuse.

Endoskopoptik in einer wassergekühlten Ummantelung (vgl. Abbildung 6.6d), um den hohen Temperaturen an dieser Stelle standhalten zu können. Das aus dem Messbereich gestreute Licht tritt über einen Umlenkspiegel in die Endoskopoptik ein und wird auf der Eingangsseite eines Bildleiters der Firma Schott abgebildet. Der Bildleiter hat eine Länge von 4,5 m und ist mit einem lichtempfindlichen Querschnitt von $3 \times 3 \text{ mm}^2$ aus 90.000 einzelnen Faserelementen zusammengesetzt. Der betrachtete Bildbereich beinhaltete die gesamte Breite des Brennkammeraustritts; in vertikaler Richtung war das Bildfeld durch die Geometrie der Teststrecke teilweise begrenzt. Aufgrund der endoskopischen Bilddatenerfassung reduzierten sich die Streulichtintensitäten im Vergleich zum konventionellen Aufbau um etwa eine Größenordnung. Um ein ausreichendes Signalniveau zu erreichen wurde die Kamera mit einem 4×4 Hardware-Binning betrieben. Dies reduzierte die räumliche Auflösung auf 1 mm/Pixel. Mit einer reduzierten Anzahl von 29 Scanfrequenzen und einer Belichtungszeit von 10 s pro Frequenzschritt betrug die Messzeit bei drei aufeinanderfolgenden Messungen etwa 20 Minuten für jede Messposition.

6.2.2 Auswertemethodik und Ergebnisse

Um die FSM-FRS-Daten quantitativ verwerten zu können, muss die lokale Gaszusammensetzung am Brennkammeraustritt bekannt sein. Durch die räumliche Entfernung der Primärzone des Verbrennungsprozesses kann die Verbrennungsreaktion am Messort als abgeschlossen angesehen werden. Des Weiteren wird aufgrund der stark drallbehafteten Strömung eine homogene Durchmischung des Abgases in der Brennkammeraustrittsebene erwartet. Basierend auf diesen Annahmen wurde die Gaszusammensetzung für jeden der untersuchten Lastpunkte aus einer Flammenrechnung bestimmt und für den gesamten Querschnitt als konstant angenommen. Die nachfolgenden Messergebnisse wurden auf Basis einer Auswertung mittels der kombinierten Methode gewonnen. Dabei wurde der Druck für den jeweiligen Lastpunkt aus der Prüfstandsdocumentation übernommen, die Temperatur und die Dopplerverschiebung wurden während der Ausgleichsrechnung angepasst.

Für die Vergleiche der FSM-FRS-Messergebnisse mit den dreikomponentigen Geschwindigkeitsdaten aus den PIV-Messungen wurden letztere entsprechend Abbildung 6.7 auf Grundlage der Streugeometrien aus konventioneller (*links*) und endoskopischer (*rechts*) Bilddatenerfassung in Dopplerverschiebungen umgerechnet. Während für die FSM-FRS-Messungen mit konventioneller Bilddatenerfassung die wassergekühlte Rückwand nicht eingebaut war, war dies sowohl für den endoskopischen Detektoraufbau für FSM-FRS als auch für die PIV- und OH-PLIF-Messungen der Fall. Ein Vergleich der

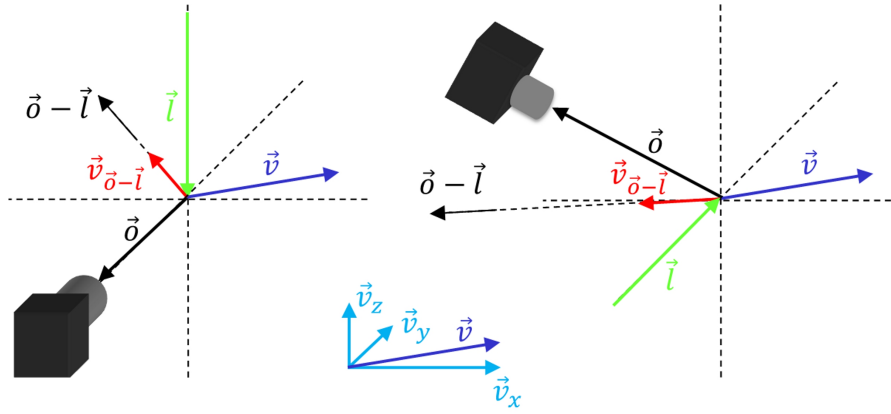


Abbildung 6.7: Streugeometrien für konventionelle (*links*) und endoskopische (*rechts*) Streulichtdetektion.

konventionellen FSM-FRS-Daten mit den anderen verfügbaren Messergebnissen gibt somit Aufschluss über den Einfluss der wassergekühlten Rückwand auf die Symmetrie von Strömungs- und Temperaturfeld am Brennkammeraustritt.

Charakterisierung des Strömungsfelds am Brennkammeraustritt

Aufgrund der unterschiedlichen Streugeometrien entsprechend Abbildung 6.7 können die Dopplerverschiebungen aus konventioneller und endoskopischer Bilddatenerfassung nicht direkt miteinander verglichen werden. Allerdings kann wegen der Verfügbarkeit des dreikomponentigen Geschwindigkeitsfelds in der Messebene ein Vergleich mit den PIV-Messergebnissen für beide Detektorkonfigurationen erfolgen.

In Abbildung 6.8 ist ein Vergleich zwischen Verteilungen der Dopplerverschiebung, zum einen berechnet aus dem dreikomponentigen Geschwindigkeitsfeld der PIV-Messungen (6.8a) und zum anderen gemessen mittels FSM-FRS mit konventioneller Bilddatenerfassung (6.8b) für Betriebsbedingung LP2 dargestellt. Dabei wurde durch Interpolation in horizontaler Richtung das dargestellte Messfeld aus den 7 einzelnen Linienmessungen der y -Traversierung rekonstruiert. Aufgrund der in Abbildung 6.7 (*links*) dargestellten Streugeometrie besteht für die konventionellen FSM-FRS-Messungen nahezu keine Sensitivität auf die Hauptströmungskomponente in x -Richtung. Dementsprechend können die gemessenen Dopplerverschiebungen in diesem Fall auch als Drallkomponenten des Geschwindigkeitsfelds interpretiert werden. FSM-FRS- und PIV-Messergebnisse zeigen eine gute quantitative Übereinstimmung, wobei bezüglich der Topologie kleinere Unterschiede zu verzeichnen sind. Aufgrund der Absorption der Wandreflexionen des Laserlichts durch den molekularen Filter konnten die FSM-FRS-Daten auch in unmittel-

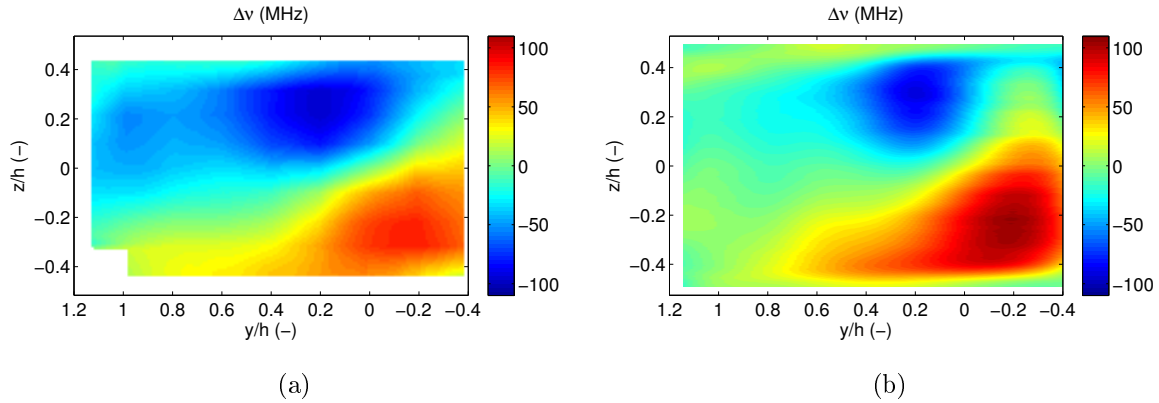


Abbildung 6.8: Vergleich der Verteilungen der Dopplerverschiebung für PIV (a) und konventionelles FSM-FRS (b) bei Betriebsbedingung LP2.

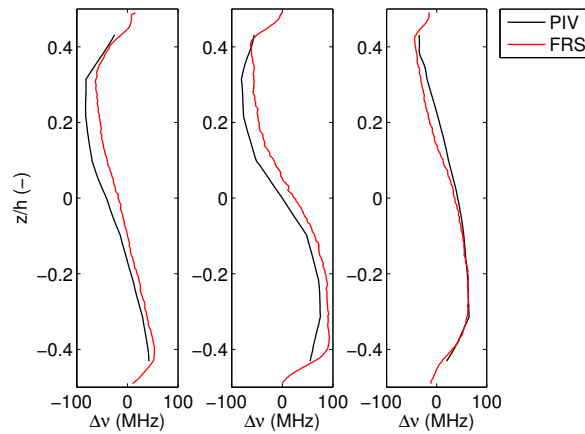


Abbildung 6.9: Vergleich der Dopplerverschiebung zwischen PIV (schwarz) und konventionellem FSM-FRS (rot): Vertikale Profile bei $y/h = 0,4$ (links), $y/h = 0$ (mitte) und $y/h = -0,4$ (rechts) bei Betriebsbedingung LP1.

barer Umgebung der Wände des Brennkammeraustritts verwendet werden. Während die Bereiche positiver (rot) und negativer (blau) Dopplerverschiebungen im Fall der FSM-FRS-Ergebnisse deutlicher hervortreten und in horizontaler Richtung stärker begrenzt sind, erscheinen diese Zonen in den PIV-Ergebnissen verwaschen und erstrecken sich bis zu den Rändern des Messfelds. Diese Beobachtungen werden durch die Verläufe der vertikalen Profile in Abbildung 6.9 bestätigt. Während bei $y/h = -0,4$ PIV- und FSM-FRS-Ergebnisse sowohl qualitativ als auch quantitativ gut übereinstimmen, entsprechen sich die Profile der Dopplerverschiebungen für $y/h = 0$ und $y/h = 0,4$ zwar in ihrer Form, die PIV-Ergebnisse sind jedoch leicht hin zu negativen Werten verschoben. Diese Abweichungen zwischen PIV- und FSM-FRS-Messergebnissen können auf den Einfluss

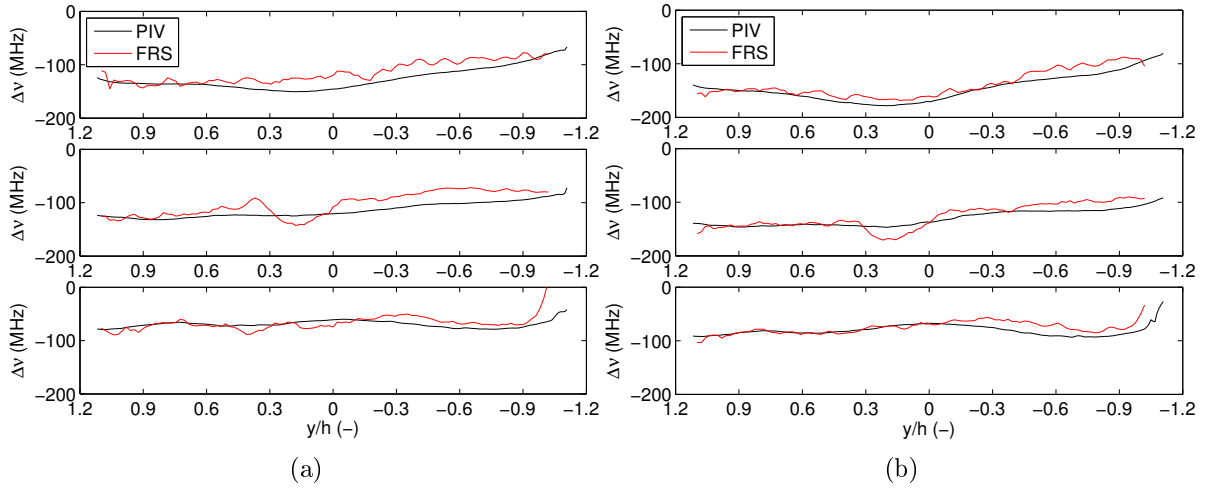


Abbildung 6.10: Vergleich der Dopplerverschiebung zwischen PIV (schwarz) und endoskopisches FSM-FRS (rot): Horizontale Profile für LP1 (a) und LP2 (b) bei $z/h = 0,2$ (oben), $z/h = 0$ (mitte) und $z/h = -0,4$ (unten).

der wassergekühlten Rückwand zurückgeführt werden, da diese für den konventionellen FSM-FRS-Aufbau nicht installiert war. Wie bereits in Abschnitt 6.2.1 angedeutet, wird durch die Modifikation der Brennkammer deren Symmetrie gebrochen, was in Konsequenz zu einer Deformation des Strömungsfelds am Brennkammeraustritt führt.

Während die Dopplerverschiebungen der konventionellen FSM-FRS-Messungen die Drallkomponente der Strömungsgeschwindigkeit widerspiegeln, wird die Verteilung der Dopplerverschiebung im Fall der endoskopischen Bilddatenerfassung entsprechend der Streugeometrie aus Abbildung 6.7 (rechts) durch die axiale Geschwindigkeitskomponente dominiert. Trotzdem besteht Sensitivität bezüglich aller Geschwindigkeitskomponenten, weswegen sich eine Interpretation der Dopplerverschiebungen hinsichtlich des Strömungsfelds als schwierig gestaltet. Abbildung 6.10 zeigt einen Vergleich horizontaler Profile der Dopplerverschiebung, zum einen gemessen mittels FSM-FRS, zum anderen berechnet aus dem dreikomponentigen Geschwindigkeitsfeld der PIV-Messung für LP1 (6.10a) und LP2 (6.10b). Im Vergleich zu den konventionellen FSM-FRS-Daten weisen die endoskopischen Ergebnisse ein höheres Rauschniveau auf. Dies ist vor allem durch die Faserstruktur des Bildleiters bedingt. Beispielsweise ist der Abfall der Dopplerverschiebung für $z/h = 0$ zwischen $y/h = 0$ und $0,3$ auf beschädigte Faserelemente des Bildleiters zurückführbar. Trotz der schlechteren Qualität der FSM-FRS-Daten besteht zu den PIV-Ergebnissen sowohl qualitativ als auch quantitativ eine gute Übereinstimmung. Beim Vergleich der Betriebsbedingungen LP1 und LP2 fällt auf, dass sich die generellen

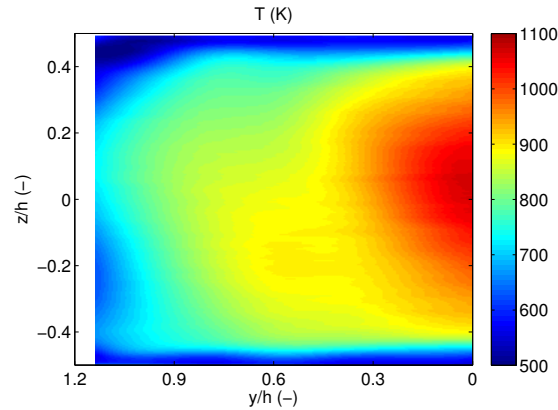


Abbildung 6.11: Verteilung der Temperatur für konventionelles FSM-FRS bei Betriebsbedingung LP1.

Verläufe der Profile zwischen den beiden Lastpunkten kaum ändern. Die Absolutwerte der Dopplerverschiebung hingegen liegen für alle Messpositionen für den Lastpunkt mittlerer Leistungsaufnahme LP2 oberhalb der korrespondierenden Werte für LP1.

Charakterisierung der Temperaturverteilung am Brennkammeraustritt

Abbildung 6.11 gibt einen Überblick über die Temperaturverteilung am Brennkammeraustritt am niedrigen Lastpunkt LP1 bei konventioneller Bilddatenerfassung. Das Temperaturfeld wurde wiederum aus den eindimensionalen Temperaturdaten der y -Traversierung interpoliert und entspricht in seiner Ausdehnung dem halben Querschnitt des Brennkammeraustritts. Die höchsten Temperaturen von ~ 1100 K werden nahe $y/h = 0$ erreicht, wobei das Maximum leicht zu positiven z/h nach oben verschoben ist. Vom Zentrum weg in horizontaler Richtung sinken die Temperaturen stetig. In vertikaler Richtung nehmen die Temperaturen einen ähnlichen Verlauf, bis diese schließlich im Bereich der oberen und unteren Wände des Brennkammeraustritts aufgrund des weiter stromauf erzeugten Kühlfilms der Brennkammerwand steil abfallen. Die FSM-FRS-Ergebnisse sind in diesem Bereich in guter Übereinstimmung mit der voreingestellten Temperatur der Kühlluft von 510 K.

Temperaturergebnisse der Messungen mit konventioneller (ohne gekühlte Rückwand) und endoskopischer (mit gekühlter Rückwand) Bilddatenerfassung sind in Abbildung 6.12 für Betriebsbedingung LP1 im Vergleich zu sehen. Ähnlich wie die Ergebnisse der Dopplerverschiebung aus Abbildung 6.10 zeigen auch die Temperaturprofile des endoskopischen Aufbaus aufgrund des geringeren SNR und der Faserstruktur des Bildleiters im

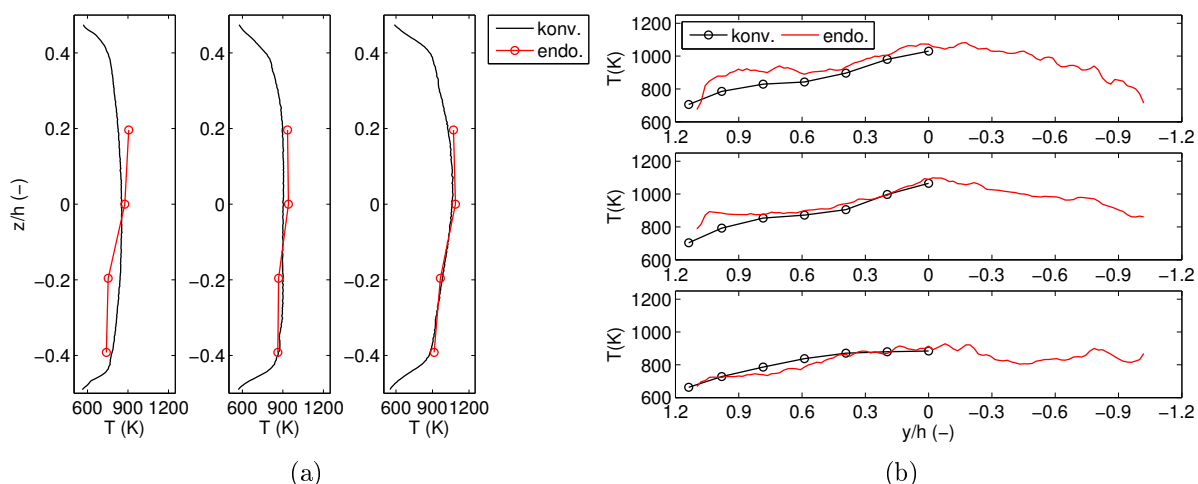


Abbildung 6.12: (a) Vergleich vertikaler Temperaturprofile für konventionelles (schwarz) und endoskopisches FSM-FRS (rot) bei $y/h = 0,8$ (*links*), $y/h = 0,4$ (*mitte*) und $y/h = 0$ (*rechts*). (b) Vergleich horizontaler Temperaturprofile für konventionelles (schwarz) und endoskopisches FSM-FRS (rot) bei $z/h = 0,2$ (*oben*), $z/h = 0$ (*mitte*) und $z/h = -0,4$ (*unten*).

Vergleich zur konventionellen Bilddatenerfassung ein erhöhtes Rauschniveau. Das Temperaturprofil der konventionellen Messung aus Abbildung 6.12a bei $y/h = 0$ spiegelt die vertikale Asymmetrie des Temperaturfelds wider und ist in guter Übereinstimmung zu den endoskopischen Ergebnissen. Aufgrund der Anordnung der Laserstrahlen sind für den endoskopischen Aufbau in dieser Darstellung nur vier Werte an den Positionen der z -Traverse verfügbar. Für $y/h = 0,4$ und $y/h = 0,8$ nimmt die Symmetrie der Profile im konventionellen Fall bei gleichzeitiger Abnahme der Temperatur zu, während für den endoskopischen Aufbau eine Asymmetrie für alle y/h -Positionen erhalten bleibt. Somit vergrößert sich die Diskrepanz zwischen konventionellem und endoskopischem Aufbau mit zunehmendem Abstand vom Zentrum.

Die horizontalen Profile in Abbildung 6.12b zeigen ähnliche Charakteristika. Während die Temperaturen im Zentrum nahe $y/h = 0$ gut übereinstimmen, wachsen die Abweichungen nach links in Richtung der Wand des Brennkammeraustritts. Darüber hinaus weisen die horizontalen Temperaturprofile der endoskopischen FSM-FRS-Messungen eine starke Asymmetrie zwischen linker und rechter Seite des Brennkammeraustritts auf. Zusammenfassend deuten die hier gefundenen Aspekte darauf hin, dass dem Temperaturfeld zusätzlich zur vertikalen Asymmetrie, welche im Fall des konventionellen Messaufbaus ohne Modifikation des Prüfstands festgestellt wurde, im Fall der endoskopischen Messungen aufgrund der Installation der wassergekühlten Rückwand eine horizontale

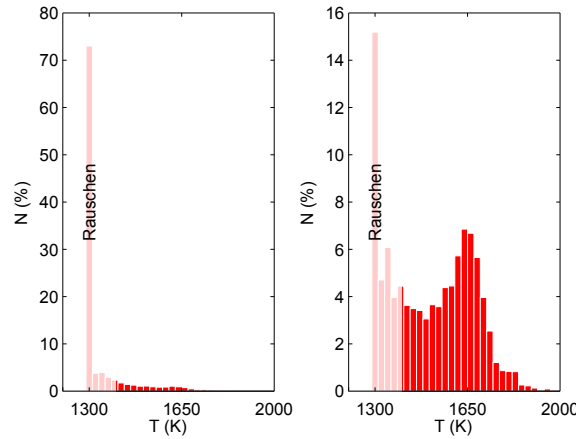


Abbildung 6.13: Einzelpulsstatistik der OH-PLIF-Daten bei LP2 für Bereiche geringer (*links*) und hoher (*rechts*) OH-Konzentrationen.

Asymmetrie aufgeprägt wurde.

Bei der Analyse der OH-PLIF-Messdaten wurde festgestellt, dass die Brennerflamme an Lastpunkt LP2 ein intermittierendes Verhalten aufwies. Diese alternierende Flamme führte zu einem Wechsel zwischen Wolken aus „heißem“ und „kaltem“ Abgas am Brennkammeraustritt. Während der Temperaturbereich des FSM-FRS-Messverfahrens weder nach oben noch nach unten eingeschränkt ist, liegt die Nachweisgrenze der OH-PLIF-Messtechnik aufgrund zu geringer OH-Konzentrationen zwischen 1300 und 1400 K. Aus diesem Grund ist das Messverfahren auf die Detektion „heißer“ Ereignisse beschränkt, was im zeitlichen Mittel für LP2 in Konsequenz zu einer Überschätzung der gemessenen Temperatur führen würde. In Abbildung 6.13 sind Histogramme eines Bildpunkts mit niedriger (*links*) und eines Bildpunkts mit hoher (*rechts*) OH-Konzentration der Einzelpuls-Temperaturfelder der OH-PLIF-Messungen im Vergleich zu sehen. Während im Fall der niedrigen OH-Konzentration die Zahl der ungültigen Einzelpulsmessungen 85 % übersteigt, müssen selbst für den Bildpunkt höherer OH-Konzentration über 30 % der Einzelpulsdaten als Rauschen klassifiziert werden. Das FSM-FRS-Messverfahren hingegen liefert keine statistische Information bezüglich des Flammenverhaltens, sondern nur einen zeitlich gemittelten Messwert. Aufgrund der langen Mittelungszeiten führt das oben beschriebene intermittierende Flammenverhalten auch für das FSM-FRS-Verfahren wegen der stärkeren Gewichtung kalter Ereignisse durch deren höhere Dichte zu einer Verfälschung des zeitlich gemittelten Temperaturergebnisses hin zu niedrigeren Werten.

Um nun die Temperatur im zeitlichen Mittel am Brennkammeraustritt zu charakterisieren, soll im Folgenden eine Vorgehensweise vorgestellt werden, die einerseits die Einzelpulsinformation bezüglich der „heißen“ Ereignisse aus dem OH-PLIF-Verfahren und

andererseits die Möglichkeit der Detektion „kalter“ Temperaturen mittels der FSM-FRS-Messtechnik ausnutzt. Da die wassergekühlte Rückwand während der konventionellen FSM-FRS-Messungen nicht installiert war, erfolgt die Kombination zwischen OH-PLIF und FSM-FRS auf Grundlage der Messdaten des endoskopischen Messaufbaus.

Um die beiden Messverfahren zu kombinieren, musste im ersten Schritt das zeitliche Flammenverhalten statistisch charakterisiert werden. Basierend auf der Verteilung der Einzelpuls-Temperaturergebnisse aus Abbildung 6.13 (*rechts*) wurde eine bimodale Häufigkeitsverteilung der Temperaturen am Brennkammeraustritt angenommen, wobei die „heißen“ Ereignisse durch die OH-PLIF-Messtechnik erfasst wurden. Die untere Nachweisgrenze der mittels OH-PLIF gemessenen Temperaturen wurde zu 1400 K gesetzt. Somit konnte jedem Kamerapixel ein prozentualer Anteil an gültigen Einzelpulsmessungen N und ein daraus resultierender Ensemblemittelwert der Temperatur im betrachteten Bildpunkt $T_{OH-PLIF,heiß}$ zugeordnet werden. Dieser Temperaturmittelwert der „heißen“ Ereignisse wurde anschließend an die FSM-FRS-Datenauswertung übergeben, die dann mittels einer Ausgleichsrechnung den Mittelwert des Anteils $(1 - N)$ der „kalten“ Temperaturen $T_{FRS,kalt}$ ermittelte. Schließlich konnte das korrigierte arithmetische Mittel der Temperatur $T_{FRS,OH-PLIF}$ am Brennkammeraustritt mittels des Zusammen-

$$T_{FRS,OH-PLIF} = N \cdot T_{OH-PLIF,heiß} + (1 - N) \cdot T_{FRS,kalt} \quad (6.1)$$

berechnet werden.

In Abbildung 6.14 ist das Kombinationsprinzip mit den resultierenden mittleren horizontalen Temperaturprofilen für die oberste (6.14a) und die unterste (6.14b) Position der z -Traverse der FSM-FRS-Messungen illustriert. Der Ensemblemittelwert der OH-PLIF-Einzelpulsmessungen ist für beide Messpositionen mit 1550 bis 1650 K über die gesamte Breite des Brennkammeraustritts nahezu konstant. Um den Anteil der OH-PLIF-Ergebnisse am korrigierten Mittelwert $T_{FRS,OH-PLIF}$ zu bestimmen, wird $T_{OH-PLIF,heiß}$ mit dem prozentualen Anteil der gültigen Einzelpulsmessungen gewichtet. Bei $z/h = 0,2$ befindet sich der größte Teil gültiger Einzelpulse mit 40 bis 60 % pro Bildpunkt im Kernbereich des Brennkammeraustritts zwischen $y/h = -0,6$ und $y/h = 0,6$. In den kälteren Zonen hin zu den Rändern des Messfelds hingegen verringert sich deren Anteil rapide. Für die unterste Messposition bei $z/h = -0,4$ sind über die gesamte Breite des Brennkammeraustritts nahezu keine gültigen OH-PLIF-Einzelpulsmessungen vorhanden. Mittels des N -gewichteten Anteils der „heißen“ Temperaturen kann nun die

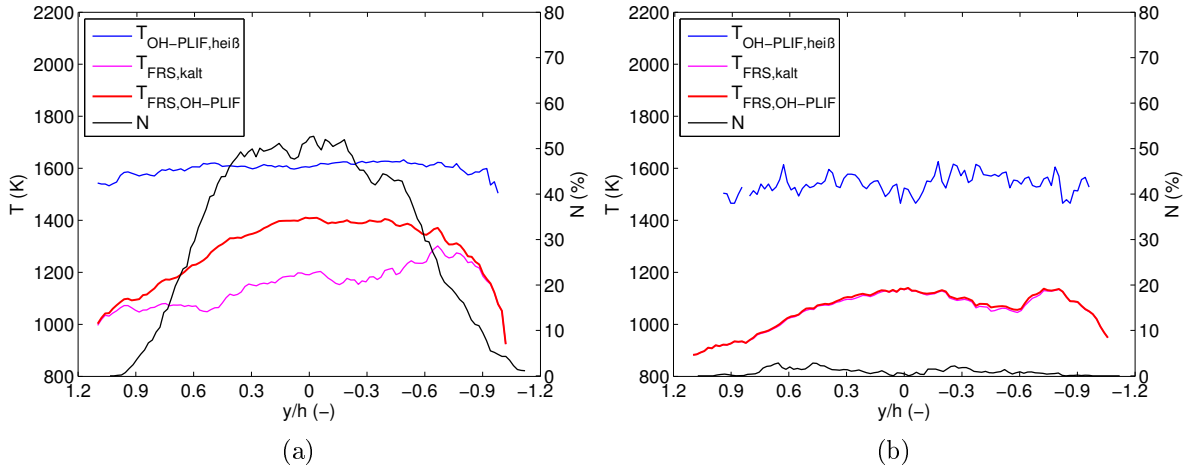


Abbildung 6.14: Kombinationsprinzip der Messverfahren bei $z/h = 0,2$ (a) und $z/h = -0,4$ (b): Gewichtet mit der gültigen Anzahl der OH-PLIF-Einzelpulse (schwarz) wird ein Ensemblemittelwert der „heißen“ Temperaturereignisse $T_{OH-PLIF,heiß}$ (blau) gebildet, der anschließend an die FSM-FRS-Auswertung zur Ermittlung der mittleren Temperatur der „kalten“ Temperaturen $T_{FRS,kalt}$ (magenta) übergeben wird. Schließlich kann daraus die korrigierte mittlere Temperatur $T_{FRS,OH-PLIF}$ (rot) berechnet werden.

fehlende mittlere Temperatur der kalten Ereignisse aus den FSM-FRS-Daten bestimmt werden. $T_{FRS,kalt}$ liegt für beide Messpositionen zwischen 900 und 1300 K. Während die „heißen“ Temperaturereignisse der OH-PLIF-Messungen im Kernbereich des Brennkammeraustritts für $z/h = 0,2$ einen bedeutenden Anteil zum korrigierten Mittelwert $T_{FRS,OH-PLIF}$ beitragen, entspricht dieser aufgrund des geringen Temperaturniveaus bei $z/h = -0,4$ im Wesentlichen dem „kalten“ Mittelwert der FSM-FRS-Datenauswertung.

In Abbildung 6.15 sind horizontale Profile der zeitlich gemittelten Temperatur am Brennkammeraustritt zum einen für eine Standardauswertung der FSM-FRS-Messdaten und zum anderen für die oben beschriebene Korrektur der Mittelwerte mittels der OH-PLIF-Einzelpulsmessungen für $z/h = 0,2$, $z/h = 0$ und $z/h = -0,4$ im Vergleich zu sehen. Wie im Fall des geringen Lastpunkts entsprechend Abbildung 6.12b ist auch für Betriebsbedingung LP2 eine starke Asymmetrie der Temperaturverläufe zwischen linker und rechter Seite des Brennkammeraustritts zu erkennen. Die Korrektur der mittleren Temperaturen aus der FSM-FRS-Datenauswertung liegt für $z/h = 0,2$ und $z/h = 0$ im Bereich von 50 bis 80 K hin zu höheren Werten. Da die Mehrzahl der Temperaturereignisse unterhalb der OH-PLIF-Nachweisgrenze liegen, hat das Korrekturverfahren an

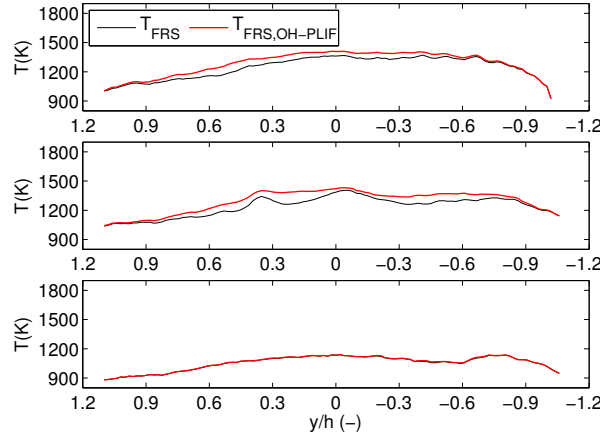


Abbildung 6.15: Vergleich horizontaler Temperaturprofile für T_{FRS} aus der FSM-FRS-Auswertung ohne Korrektur (schwarz) und für die korrigierte mittlere Temperatur $T_{FRS,OH-PLIF}$ (rot) bei $z/h = 0,2$ (*oben*), $z/h = 0$ (*mitte*) und $z/h = -0,4$ (*unten*).

der untersten Messposition $z/h = -0,4$ kaum Einfluss auf das Messergebnis, weswegen sich in diesem Fall unkorrigiertes und korrigiertes mittleres Temperaturprofil nahezu entsprechen.

6.2.3 Diskussion

Die statistische Unsicherheit der mittels konventioneller bzw. endoskopischer Bilddatenerfassung ermittelten Messergebnisse wurde basierend auf dem relativen Residuum der jeweiligen Ausgleichsrechnung entsprechend der in Abschnitt 2.4.5 beschriebenen Vorgehensweise ermittelt. Sowohl für die konventionelle als auch für die endoskopische Konfiguration betrug $Rs = 0,5 \%$. Die Ergebnisse der Analyse sind in Abbildung 6.16 zusammengefasst. Dargestellt ist die einfache Standardabweichung der Temperatur (6.16a) bzw. der Dopplerverschiebung (6.16b) über der Temperatur für die konventionelle und für die endoskopische Bilddatenerfassung. Bis 1000 K stimmen die σ_T für beide Messkonfigurationen nahezu überein. In der Folge steigen die Werte im konventionellen Fall wesentlich stärker als im endoskopischen Fall. Die jeweiligen maximalen Standardabweichungen werden bei 1750 K erreicht und betragen 22 bei ersterem bzw. 13 K bei letzterem. Bis auf den ersten Wert bei $T_0 = 700$ K liegen alle $\sigma_{\Delta\nu}$ für die konventionelle Bilddatenerfassung über den endoskopischen Vergleichswerten. Ähnlich wie für die Standardabweichungen der Temperatur steigen die $\sigma_{\Delta\nu}$ ab einem T_0 von 1000 K im konventionellen Fall wesentlich stärker als im endoskopischen Fall. Die maximalen Stan-

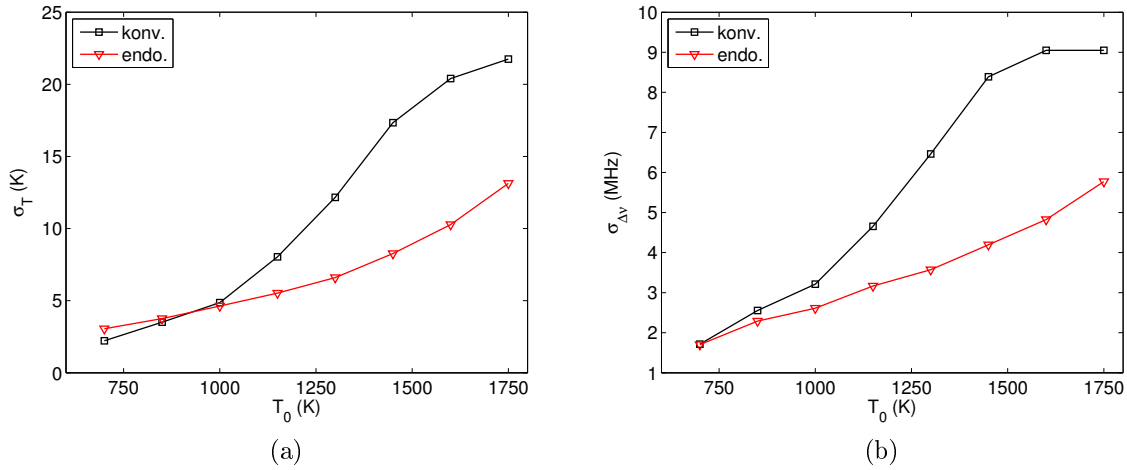


Abbildung 6.16: Vergleich der Standardabweichungen der Strömungsgrößen Temperatur (a) und Dopplerverschiebung (b) für konventionelle (schwarz) und endoskopische Bilddatenerfassung (rot).

dardabweichungen werden ebenfalls für $T_0 = 1750$ K erreicht; sie betragen 9,1 MHz für die konventionelle und 5,8 MHz für die endoskopische Bilddatenerfassung.

Die Ergebnisse der Analyse der statistischen Unsicherheit zeigen, dass die Standardabweichungen sowohl der Temperatur als auch der Dopplerverschiebung im Fall der konventionellen Bilddatenerfassung oberhalb der endoskopischen Vergleichswerte liegen. Dieser Unterschied ist im Wesentlichen auf die verschiedene Streugeometrie zurückzuführen. Entsprechend Abbildung 6.7 (*links*) war die Kamera im konventionellen Fall orthogonal zum Messfeld orientiert, was in einer symmetrischen Verteilung des Beobachtungswinkels Θ um einen mittleren Wert von 90° über das gesamte Bildfeld resultierte. Im endoskopischen Aufbau entsprechend Abbildung 6.7 (*rechts*) hingegen befand sich die Beobachtungsposition links oberhalb der Brennkopfplatte, was in einem mittleren Θ von 65° resultierte. Der sich stark unterscheidende Beobachtungswinkel zwischen den beiden Messkonfigurationen führt zu stark unterschiedlichen spektralen Charakteristiken des Rayleigh-Streuspektrums. Insbesondere führt entsprechend Abbildung 2.11 eine Abnahme von Θ zu einer Verringerung der spektralen Breite der Rayleigh-Spektren. Diese Verringerung wirkt sich positiv auf die Unsicherheit bei der Bestimmung der Strömungsgrößen aus, da die schmalere spektrale Verteilung der Rayleigh-Streuung wesentlich sensitiver auf die spektralen Eigenschaften der Absorptionslinie reagiert.

Trotz der geringeren statistischen Messunsicherheit der Ergebnisse des endoskopischen Messaufbaus weisen die im vorigen Abschnitt gezeigten Profile für Temperatur

und Dopplerverschiebung ein höheres Rauschniveau im Vergleich zu den konventionell gewonnenen Daten auf. Dies liegt in der Struktur des verwendeten Bildleiters begründet. Aufgrund des geringen Signalniveaus wurde die Kamera im endoskopischen Fall mit einem 4 x 4 Hardware-Binning betrieben. Die Struktur der einzelnen Faserelemente mit den dazwischenliegenden nicht lichtsensitiven Klebstellen konnte bei dieser Kameraeinstellung nicht mehr aufgelöst werden. Normalerweise besteht die Vorgehensweise darin, den Einfluss der Bildleiterstruktur durch Anwendung eines Glättungsfilters auf die Bilddaten zu reduzieren. Dies war jedoch aufgrund der geringen räumlichen Auflösung der Daten nicht möglich. Stattdessen wurden die Klebstellen zusammen mit den signalführenden Fasern zu einem Superpixel zusammengefasst. Dies erklärt zum einen die gute Datenqualität mit einem relativen Residuum von 0,5 % für ein einzelnes Pixel, zum anderen aber auch die erhöhten Abweichungen der Messergebnisse zweier benachbarter Bildpunkte.

6.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden Anwendungen der FSM-FRS-Messtechnik zur Ermittlung von Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldern in Verbrennungsumgebungen diskutiert. Insbesondere lag der Schwerpunkt der gezeigten Messungen auf der Anwendung des Messverfahrens unter den Bedingungen des Großprüfstandbetriebs. Aufgrund der erheblichen Kosten, die mit dem Betrieb dieser Prüfstände einhergehen sowie der hohen Schall-, Temperatur- und Vibrationsbelastung der Messgeräte, sind Zuverlässigkeit und Robustheit der Messtechnik in diesem Zusammenhang entscheidende Kriterien.

Im Zuge der Charakterisierung neuartiger Kühlkonzepte unter realitätsnahen Bedingungen einer Flugtriebwerksbrennkammer beschäftigte sich Abschnitt 6.1 mit der Visualisierung des Temperaturfelds in direkter Umgebung einer effusionsgekühlten Brennkammerwand. Die Experimente wurden am Hochdruck-Verbrennungsprüfstand Ein-Düsen-Sektor des Instituts für Antriebstechnik in Köln bei einem Betriebsdruck von 5 bar durchgeführt. Um das wandnahe Temperaturfeld aus dem FSM-FRS-Datensatz zu ermitteln, wurde die Auswertung mit den Ergebnissen einer numerischen Vergleichsanalyse gekoppelt; sowohl die Gaszusammensetzung als auch das dreikomponentige Geschwindigkeitsfeld im betrachteten Bereich wurden an die FSM-FRS-Datenauswertung übergeben. Dadurch konnten räumlich hochaufgelöste Temperaturfeldmessungen der Interaktion der Brennerflamme mit dem Kühlfilm der Wandkühlung realisiert werden. Aufgrund der hervorragenden Absorptionswirkung des verwendeten molekularen Filters und der damit

einhergehenden vollständigen Unterdrückung des Wandreflexes konnten Messergebnisse bis hin zur Brennkammerwand erzielt werden. Die bedingt durch die kurzen Standzeiten des Versuchs ergriffenen Maßnahmen zur Beschleunigung der FSM-FRS-Datenerfassung wirkten sich negativ auf die Datenqualität und damit auf die Temperaturunsicherheiten aus. Dennoch konnten im Kühlfilm Temperaturwerte mit relativen Unsicherheiten zwischen 2 und 8 % bis in die direkte Umgebung der Brennkammerwand bestimmt werden.

Im Zuge der Entwicklung auf Magerverbrennung basierender Flugtriebwerksbrennkammern wurde die FSM-FRS-Messtechnik zur Charakterisierung von Temperatur- und Strömungsfeld am Austritt einer Einzelsektorbrennkammer zum Einsatz gebracht. Die Versuche wurden am Hochdruck-Brennkammer-Prüfstand 1 des Instituts für Antriebstechnik realisiert. Dabei wurde die FSM-FRS-Messtechnik sowohl mit konventioneller kamerabasierter Bilddatenerfassung als auch in einem vollständig sondenbasierten Setup mit faserbasierter Lichtzuführung und endoskopischer Bilddatenerfassung zum Einsatz gebracht. Beim Vergleich der FSM-FRS-Messergebnisse mit korrespondierenden PIV-Geschwindigkeitsfeldmessungen wurde sowohl qualitativ als auch quantitativ eine gute Übereinstimmung gefunden. Insbesondere konnte der Einfluss einer Modifikation der Brennkammer aufgrund des endoskopischen FSM-FRS-Aufbaus klar herausgearbeitet werden. Bedingt durch das intermittente Verhalten der Brennerflamme an LP2 erfolgte eine Kombination der OH-PLIF-Einzelpulstemperturmessungen mit der FSM-FRS-Datenauswertung. Das zuvor insbesondere im Zentrum des Brennkammeraustritts zu kälteren Temperaturen hin verfälschte FSM-FRS-Messergebnis konnte auf Grundlage dessen um etwa 50 bis 80 K nach oben korrigiert werden. Bei der Analyse der statistischen Unsicherheit wurde festgestellt, dass sowohl die Temperaturunsicherheit als auch die Unsicherheit bei der Bestimmung der Dopplerverschiebung für den endoskopischen Detektionsaufbau, insbesondere bei hohen Temperaturen, im Vergleich zur konventionellen Bilddatenerfassung geringer ausfallen. Dies wurde mit der Beobachtungsposition begründet, die im Fall der endoskopischen Bilddatenerfassung mit einer Verringerung der spektralen Breite der Rayleigh-Streuung einhergeht. Als zusätzlicher Unsicherheitsfaktor der endoskopisch gewonnenen Daten wurde die Struktur des für die Bildübertragung verwendeten Faserbündels identifiziert. Dennoch hat sich das FSM-FRS-Messverfahren beim erstmaligen Einsatz in einer derartigen Messumgebung als geeignet erwiesen, Informationen über das zeitlich gemittelte Strömungs- und Temperaturfeld am Austritt einer Flugtriebwerksbrennkammer zu ermitteln. Der vollständig sondenbasierte Aufbau der Messtechnik bietet zudem die Möglichkeit, das Messverfahren bei Messaufgaben an Großprüfständen mit limitierter optischer Zugänglichkeit zum Einsatz zu bringen.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Ein auf dem laseroptischen Verfahren der gefilterten Rayleigh-Streuung (FRS) basierendes Messsystem wurde konzipiert und umgesetzt. Dieses ermöglicht, erweitert um eine Frequenzscan-Methode (FSM-FRS), die gleichzeitige Ermittlung von zeitlich gemittelten Druck-, Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldern in Gasströmungen.

Der Bezug zur Elektrotechnik besteht in der Bereitstellung von Laserlicht hoher Leistung, spektraler Güte und Frequenzstabilität. Zudem leistet die Elektrotechnik auf Seiten der Signaldetektion im Hinblick auf die Temperaturstabilisierung des molekularen Filters sowie der Akkumulation des Streulichts mittels lichtempfindlicher Sensoren zur weiteren informationstechnischen Verarbeitung entscheidende Beiträge.

Der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit liegt im Aufbau und in der Qualifizierung eines FSM-FRS-Systems zur Charakterisierung von Innenströmungen sowohl in Laboranwendungen als auch unter den harschen Bedingungen des Testbetriebs an Großprüfständen. Die Eignung des Systems wurde durch Messanwendungen in Luft- und Verbrennungsströmungen belegt. Der Fortschritt für die Wissenschaft ist in folgenden erstmalig realisierten Aspekten auszumachen:

- **Laserlichtquelle:** Das bisherige Anwendungsspektrum der FRS-Messtechnik beschränkte sich auf den Labormaßstab mit frei zugänglichen Messobjekten. Dabei kamen meist große sperrige gepulste Laserlichtquellen zum Einsatz. Um den Anforderungen des Großprüfstandbetriebs mit einem Höchstmaß an Robustheit und Zuverlässigkeit zu genügen und eine größtmögliche Flexibilität zu ermöglichen, wurde das FSM-FRS-System dieser Arbeit auf Basis eines Coherent Verdi Dauerstrich-Festkörperlasers errichtet. Zusätzlich zu den genannten Eigenschaften zeichnet sich dieses System durch eine hohe spektrale Güte aus, die eine hervorragende Unterdrückung laserinduzierter Oberflächen- und Partikelstreuung ermöglicht. Dies bildet die Grundvoraussetzung, um mittels der FRS-Messtechnik Innenströmungen mit hoher Präzision zu charakterisieren.
- **Scanbereich:** Die FRS-Messtechnik, erweitert um die Frequenzscan-Methode, ermöglicht die simultane Messung zeitlich gemittelter Druck-, Temperatur- und Ge-

schwindigkeitsfelder. Bisherige Umsetzungen in der Literatur nutzten große Frequenzbereiche (~ 6 GHz [Forkey et al., 1996; Boguszko und Elliott, 2005a]) innerhalb und außerhalb der Minima geeigneter Absorptionslinien. Zwar ermöglicht dies die Aufnahme einer Vielzahl von Datenpunkten und unter diesem Aspekt potentiell geringe Messunsicherheiten. Allerdings eignet sich diese Vorgehensweise nicht für die Charakterisierung von Innenströmungen, da Laserstreulicht von Fenstern und Oberflächen das eigentliche Messsignal überstrahlen würde. Aus diesem Grund wurde für die vorliegende Arbeit ein anderer Ansatz gewählt: Durch die Einschränkung des Scanbereichs auf Frequenzen mit Transmissionswerten $< 10^{-5}$ werden Reflexionen des Laserlichts an Oberflächen und großen Partikeln nahezu komplett unterdrückt. Zudem kann der zur Verfügung stehende Scanbereich durch Nutzung der Doppellinienstruktur der verwendeten Absorptionslinie je nach Absorptionsfilter auf 2 bis 2,5 GHz erweitert werden.

- **Kombinierte Methode:** Aufgrund versuchsbedingter Einflüsse auf den Messaufbau kann die Unveränderlichkeit des Kalibrierungsparameters R aus Gleichung (2.26) zwischen einer Referenzmessung und der Messung unter Betriebsbedingungen nicht in allen Fällen sichergestellt werden. Aus diesem Grund wurde auf Basis der aus der Literatur bekannten Quotienten- und der Frequenzscan-Methode eine kombinierte Methode abgeleitet. Trotz einer verringerten Drucksensitivität ermöglicht die Methode mittels einer geeigneten Normierung der Messdaten, Druck, Temperatur und Dopplerverschiebung ohne eine vorhergehende Referenzmessung simultan zu ermitteln.
- **Analytische Modellierung:** Einen wichtigen Baustein bei der Bestimmung von Druck, Temperatur und Dopplerverschiebung mittels des FSM-FRS-Verfahrens bildet die Beschreibung der spektralen Verteilung der Rayleigh-Streuung mit Hilfe eines geeigneten physikalischen Modells. Das S6-Modell nach Tenti et al. [1974] hat sich in diesem Zusammenhang als Standard etabliert. Im Rahmen der Untersuchung des Nahfelds eines turbulenten Freistrahls wurden bei der Verwendung des S6-Modells jedoch erhebliche Messabweichungen zu einer analytisch bestimmten Vergleichslösung festgestellt. Aus diesem Grund wurde eine analytische Modellfunktion formuliert und im ersten Schritt an das S6-Modell für den für das Freistrahlexperiment relevanten Bereich des Formparameters Y angepasst. Anschließend wurde das Modell auf Grundlage experimenteller Daten kalibriert. Durch Verwendung des kalibrierten analytischen Modells in der Datenauswertung kann

te die Messabweichung der Temperatur von bis zu 15 K auf unter 2 K reduziert werden.

- **Sondenbasierte Implementierung:** Im Hinblick auf den Einsatz des FSM-FRS-Verfahrens unter den maschinennahen Testbedingungen an Großprüfständen wurde eine vollständig sondenbasierte Implementierung des Messsystems mit faserbasierter Lichtzuführung und endoskopischer Bilddatenerfassung umgesetzt. Dieses System wurde dann zur Charakterisierung des Austritts einer Einzelsektor-Flugtriebwerksbrennkammer bezüglich Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit erfolgreich eingesetzt.

Das in dieser Arbeit entwickelte FSM-FRS-System hat seine Vielseitigkeit bei der Charakterisierung von Innenströmungen sowohl unter Labor- als auch unter Prüfstandsbedingungen unter Beweis gestellt. Zukünftig sind Anwendungen im Rahmen von Validationsexperimenten für neuartige CFD-Methoden sowie im Bereich der Großversuche an Gasturbinenprüfständen geplant.

Ein Nachteil der hier diskutierten FRS-Implementierung liegt allerdings in den langen Kamerabelichtungszeiten. Dadurch ist eine Charakterisierung instationärer Strömungsvorgänge nicht möglich. Viel schwerer wiegt jedoch ein weiterer Aspekt, insbesondere in Hochdruck-Verbrennungsumgebungen: Flammenstrahlung oder Rußleuchten schränken das Verfahren in seiner bisherigen Ausführung auf magere Betriebsbedingungen ein. Auch ist die Messung nahe stark erhitzter Oberflächen wie beispielsweise Brennkammerwänden oder Schaufeloberflächen aufgrund der Schwarzkörperstrahlung nur eingeschränkt möglich.

Aus den genannten Gründen wird momentan an einer weiteren Qualifizierung des Verfahrens für derartige Messumgebungen gearbeitet. Dabei werden zwei Ansätze verfolgt: Der erste besteht darin, das bestehende System durch Reduzierung der Halbwertsbreite des verwendeten Bandpassfilters von 1 nm auf 0,1 bis 0,3 nm zu modifizieren. Dies ist insbesondere hinsichtlich des optischen Aufbaus des Detektionssystems herausfordernd, da zum einen die Betriebstemperatur eines derartig schmalbandigen Filters stabilisiert werden muss und zum anderen der Feldwinkel über die Filteroberfläche eine Verschiebung der Mittentransmission und damit eine sich ändernde Filterkurve für jedes Bildelement zur Folge hat.

Der zweite Ansatz beinhaltet, den Dauerstrich-Laser durch ein gepulstes Lasersystem zu ersetzen. Dies würde die Kamerabelichtungszeiten und damit die detektierte Flammenstrahlung im Verhältnis zum Nutzsignal um mehrere Größenordnungen reduzieren.

Am Institut für Antriebstechnik steht zu diesem Zweck ein sogenanntes Macropulse-Lasersystem zur Verfügung. Mit diesem System können Pulsenergien von bis zu 250 mJ bei einer Pulslänge von 1 μ s und einer Wiederholrate von 40 Hz realisiert werden. Aufgrund seines Aufbaus zeichnet sich das System zudem durch seine Schmalbandigkeit und spektrale Güte aus, die eine hervorragende Unterdrückung laserinduzierten Störlichts gewährleisten.

Literaturverzeichnis

URL http://www.dlr.de/at/desktopdefault.aspx/tabid-1509/2443_read-3809/.

B. K. Ahlborn und J. M. Gordon. The vortex tube as a classic thermodynamic refrigeration cycle. *Journal of Applied Physics*, 88(6):3645–3653, 2000.

M. Aldén, J. Bood, Z. Li, und M. Richter. Visualization and understanding of combustion processes using spatially and temporally resolved laser diagnostic techniques. *Proceedings of the Combustion Institute*, 33(1):69–97, 2011.

Research Staff Ames. Report 1135: Equations, Tables, and Charts for Compressible Flow. Technical report, Ames Aeronautical Laboratory, Moffett Field, California, 1953.

A. Andreini, B. Facchini, M. Insinna, L. Mazzei, und S. Salvadori. Hybrid rans-les modeling of a hot streak generator oriented to the study of combustor-turbine interaction. In *ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition*, pages V05CT17A004–V05CT17A004. American Society of Mechanical Engineers, 2015.

T. Bacci, G. Caciolli, B. Facchini, L. Tarchi, C. Koupper, und J. Champion. Flowfield and temperature profiles measurements on a combustor simulator dedicated to hot streaks generation. In *ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition*, pages V05CT17A001–V05CT17A001. American Society of Mechanical Engineers, 2015.

D.R. Bates. Rayleigh scattering by air. *Planetary and Space Science*, 32(6):785 – 790, 1984.

Th. Behrendt, T. Lengyel, Ch. Hassa, und M. Gerendás. Characterization of advanced combustor cooling concepts under realistic operating conditions. In *ASME Turbo Expo 2008: Power for Land, Sea, and Air*, pages 1801–1814. American Society of Mechanical Engineers, 2008.

- Th. Behrendt, T. Richter, und A. Söhngen. Characterization of Advanced Combustor Cooling Concepts for Metallic Walls and Oxide Ceramic Matrix Composites in a Reacting Flow. In *ASME Turbo Expo 2014: Turbine Technical Conference and Exposition*, pages V05CT18A014–V05CT18A014. American Society of Mechanical Engineers, 2014.
- Th. Behrendt, S. Hackemann, K. Artzt, Th. Aumeier, P. Seiler, J. Heinze, L. Lange, M. Schroll, U. Doll, M. Fischer, Y. Shi, und C. Hassa. Abschlussbericht LOCCA - Low NOx Oxide Ceramic Combustors for Aero-Engines. Technical report, DLR, Institut für Antriebstechnik, April 2015.
- R.D. Blevins. *Applied fluid dynamics handbook*. Krieger Pub. Co., 1992.
- M. Boguszko und G.S. Elliott. On the use of filtered Rayleigh scattering for measurements in compressible flows and thermal fields. *Experiments in Fluids*, 38(1):33–49, 2005a.
- M. Boguszko und G.S. Elliott. Property measurement utilizing atomic/molecular filter-based diagnostics. *Progress in Aerospace Sciences*, 41(2):93 – 142, 2005b.
- C. D. Boley und S. Yip. Spectral Distributions of Light Scattered in Dilute Gases and Gas Mixtures. *Journal de Physique*, 33:43–49, 1972.
- J. Brübach, J. Zetterberg, A. Omrane, ZS Li, M. Aldén, und A. Dreizler. Determination of surface normal temperature gradients using thermographic phosphors and filtered Rayleigh scattering. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 84(3):537–541, 2006.
- M. Carl, Th. Behrendt, C. Fleing, M. Frodermann, J. Heinze, C. Hassa, U. Meier, D. Wolff-Gaßmann, S. Hohmann, und N. Zarzalis. Experimental and numerical investigation of a planar combustor sector at realistic operating conditions. *Journal of engineering for gas turbines and power*, 123(4):810–816, 2001.
- Coherent. *Operator’s Manual VerdiTM Single FAP Diode-Pumped Laser*. Coherent, 5100 Patrick Henry Drive, Santa Clara, CA 95054, 2009.
- M. S. Cramer. Numerical estimates for the bulk viscosity of ideal gases. *Physics of Fluids*, 24(6):066102, 2012.
- I. Cresci, P. T Ireland, M. Bacic, I. Tibbott, und A. Rawlinson. Velocity and Turbulence Intensity Profiles Downstream of a Long Reach Endwall Double Row of Film Cooling

- Holes in a Gas Turbine Combustor Representative Environment. In *ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition*, pages V02BT40A002–V02BT40A002. American Society of Mechanical Engineers, 2015.
- J. W. Czarske. Laser Doppler velocimetry using powerful solid-state light sources. *Measurement Science and Technology*, 17(7):R71, 2006.
- R. Devillers, G. Bruneaux, and C. Schulz. Development of a two-line OH-laser-induced fluorescence thermometry diagnostics strategy for gas-phase temperature measurements in engines. *Appl. Opt.*, 47(31):5871–5885, Nov 2008.
- U. Doll, M. Beversdorff, G. Stockhausen, C. Willert, D. Schlüß, und C. Morsbach. Characterization of the flow field inside a Ranque-Hilsch vortex tube using filtered Rayleigh scattering, Laser-2-Focus velocimetry and numerical methods. In *17th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, July 2014a.
- U. Doll, G. Stockhausen, und C. Willert. Endoscopic filtered Rayleigh scattering for the analysis of ducted gas flows. *Experiments in Fluids*, 55(3):1–13, 2014b.
- A. Dreizler und B. Böhm. Advanced laser diagnostics for an improved understanding of premixed flame-wall interactions. *Proceedings of the Combustion Institute*, 35(1):37 – 64, 2015.
- Eiamsa-ard und Promvonge. Review of Ranque-Hilsch effects in vortex tubes. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 12(7):1822 – 1842, 2008.
- G. S. Elliott und M. Samimy. Rayleigh scattering technique for simultaneous measurements of velocity and thermodynamic properties. *AIAA Journal*, 34(11):2346–2352, November 1996.
- G. S. Elliott, N. Glumac, C. D. Carter, und A. S. Nejad. Two-Dimensional Temperature Field Measurements Using a Molecular Filter Based Technique. *Combustion Science and Technology*, 125(1):351–369, 1997.
- G. S. Elliott, N. Glumac, und C. D. Carter. Molecular filtered Rayleigh scattering applied to combustion. *Measurement Science and Technology*, 12(4):452, 2001.
- G. Emanuel. Bulk viscosity in the Navier-Stokes equations. *International Journal of Engineering Science*, 36(11):1313 – 1323, 1998.

- J. Estevadeordal, D. Opaitis, und C. Kalra. Investigation of filtered Rayleigh scattering techniques for rig testing diagnostics. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2014*, pages V006T06A027–V006T06A027, 2014.
- A. Fischer, J. König, J. Czarske, C. Rakenius, G. Schmid, und H. Schiffer. Investigation of the tip leakage flow at turbine rotor blades with squealer cavity. *Experiments in Fluids*, 54(2), 2013.
- A. Fischer, R. Schlüßler, D. Haufe, und J. Czarske. Lock-in spectroscopy employing a high-speed camera and a micro-scanner for volumetric investigations of unsteady flows. *Opt. Lett.*, 39(17):5082–5085, Sep 2014.
- M. Fischer, U. Koch, B. Esser, A. Guelhan, E. Magens, und M. Mueller. Single Pulse Broadband Nitrogen CARS Measurements in the High Enthalpy, Hypersonic Flow Field of L3K at Temperatures up to 5800 K. In *7th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles*, 2011.
- Th. Fischer und W. Kaenders. Solid-state etalons improve wavelength measurement. *Laser focus world*, 40(6):143–146, 2004.
- J. N. Forkey. *Development and Demonstration of Filtered Rayleigh Scattering: a Laser Based Flow Diagnostic for Planar Measurement of Velocity, Temperature and Pressure*. PhD thesis, Princeton University, 1996.
- J. N. Forkey, S. Cogne, A. Smits, S. Bogdonoff, W. R. Lempert, und R. B. Miles. Time-sequenced and spectrally filtered Rayleigh imaging of shock wave and boundary layer structure for inlet characterization. In J. Forkey, S. Cogne, A. Smits, S. Bogdonoff, W. R. Lempert, und R. B. Miles, editors, *Joint Propulsion Conference and Exhibit*, June 1993.
- J. N. Forkey, W. R. Lempert, S. M. Bogdonoff, R. B. Miles, und G. Russell. Volumetric imaging of supersonic boundary layers using filtered Rayleigh scattering background suppression. In J. N. Forkey, W. R. Lempert, S. M. Bogdonoff, R. B. Miles, und G. Russell, editors, *Development of Filtered Rayleigh Scattering for Accurate Measurement of Gas Velocity 8 p (SEE N96-16589 04-70)*, volume 32, September 1995.
- J. N. Forkey, N. D. Finkelstein, W. R. Lempert, und R. B. Miles. Demonstration and characterization of filtered Rayleigh scattering for planar velocity measurements: Aerodynamic measurement technology. *AIAA journal*, 34(3):442–448, 1996.

- J. N. Forkey, W. R. Lempert, und R. B. Miles. Corrected and calibrated I2 absorption model at frequency-doubled Nd:YAG laser wavelengths. *Appl. Opt.*, 36(27):6729–6738, 1997.
- J. N. Forkey, W. R. Lempert, und R. B. Miles. Accuracy limits for planar measurements of flow field velocity, temperature and pressure using Filtered Rayleigh Scattering. *Experiments in Fluids*, 24:151–162, 1998.
- D. C. Fourquette, R. M. Zurni, und M. B. Long. Two-dimensional Rayleigh thermometry in a turbulent nonpremixed methane-hydrogen flame. *Combustion science and technology*, 44(5):307–317, 1986.
- C. M. Gao, K. J. Bosschaart, J. C. H. Zeegers, und A. T. A. M. de Waele. Experimental study on a simple Ranque-Hilsch vortex tube. *Cryogenics*, 45(3):173 – 183, 2005.
- H. P. Gavin. The Levenberg-Marquardt method for nonlinear least squares curve-fitting problems, September 2013. URL <http://people.duke.edu/~simshpgavin/ce281/lm.pdf>.
- M. Gerendás, K. Höschler, und Th. Schilling. Development and modeling of angled effusion cooling for the BR715 low emission staged combustor core demonstrator. In *Advanced Flow Management: Part B - Heat Transfer and Cooling in Propulsion and Power Systems*. RTO AVT, May 2003.
- S. Gerstenkorn und P. Luc. Atlas du spectre d’absorption de la molécule d’iode 14 800 - 20 000 cm⁻¹. In *Editions du C.N.R.S.* C.N.R.S., 1979.
- R. Giezendanner-Thoben, U. Meier, W. Meier, und M. Aigner. Phase-Locked Temperature Measurements by Two-Line OH PLIF Thermometry of a Self-Excited Combustion Instability in a Gas Turbine Model Combustor. *Flow, Turbulence and Combustion*, 75(1-4):317–333, 2005.
- Z. Gu, B. Witschas, W. van de Water, und W. Ubachs. Rayleigh-Brillouin scattering profiles of air at different temperatures and pressures. *Appl. Opt.*, 52(19):4640–4651, Jul 2013.
- J. P. R. Gustavsson und C. Segal. Filtered Rayleigh scattering velocimetry - accuracy investigation in a M=2.2 axisymmetric jet. *Experiments in Fluids*, 38:11–20, 2005.

- C. Hassa, C. Willert, M. Fischer, G. Stockhausen, I. Röhle, W. Meier, L. Wehr, und P. Kutne. Nonintrusive flowfield, temperature and species measurements on a generic aeroengine combustor at elevated pressures. In *ASME Turbo Expo 2006: Power for Land, Sea, and Air*, pages 173–182. American Society of Mechanical Engineers, 2006.
- D. Haufe, A. Schulz, F. Bake, L. Enghardt, J. Czarske, und A. Fischer. Spectral analysis of the flow sound interaction at a bias flow liner. *Applied Acoustics*, 81(0):47 – 49, 2014.
- Eugene Hecht. *Optik*. Oldenburg Verlag München Wien, 4. auflage edition, 2005.
- J. Heinze, U. Meier, Th. Behrendt, C. Willert, K. Geigle, O. Lammel, und R. Lückcrath. PLIF Thermometry Based on Measurements of Absolute Concentrations of the OH Radical. *Zeitschrift für Physikalische Chemie*, 225(11-12):1315–1341, December 2011.
- HighFinesse. *Wavelength Meter WS Ultimate User Manual*. HighFinesse, 2011.
- R. Hilsch. The Use of the Expansion of Gases in a Centrifugal Field as Cooling Process. *Review of Scientific Instruments*, 18(2):108–113, 1947.
- D. Hänel. *Molekulare Gasdynamik : Einführung in die kinetische Theorie der Gase und Lattice-Boltzmann-Methoden*. Springer, Berlin [u.a.], 2004.
- D. Hoffman, K.-U. Münch, und A. Leipertz. Two-dimensional temperature determination in sooting flames by filtered Rayleigh scattering. *Opt. Lett.*, 21(7):525–527, Apr 1996.
- P. S. Hsu, W. D. Kulatilaka, N. Jiang, J. R. Gord, und S. Roy. Investigation of optical fibers for gas-phase, ultraviolet laser-induced-fluorescence (UV-LIF) spectroscopy. *Appl. Opt.*, 51(18):4047–4057, Jun 2012.
- R. E. Huffman, G. S. Elliott, und M. Boguszko. Turbulence measurements using FARRS in a supersonic axisymmetric jet. In *Collection of Technical Papers - 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, volume 8, pages 5642–5656, 2007.
- R. E. Huffman, M. Boguszko, und G. S. Elliott. Mean and Fluctuating Property Measurements with Filtered Angularly Resolved Rayleigh Scattering. *AIAA Journal*, 49(10):2081–2089, oct 2011. ISSN 0001-1452.

- B. Janus, A. Dreizler, und J. Janicka. Experimental Study on Stabilization of Lifted Swirl Flames in a Model GT Combustor. *Flow, Turbulence and Combustion*, 75(1-4): 293–315, 2005.
- JCGM. *JCGM 100:2008, Evaluation of measurement data - Guide to the expression of uncertainty in measurement (GUM)*. Bureau International des Poids et Mesures (BIPM), 2008a.
- JCGM. *JCGM 101:2008, Evaluation of measurement data - Supplement 1 to the "Guide to the expression of uncertainty in measurement Propagation of distributions using a Monte Carlo method"*. Bureau International des Poids et Mesures (BIPM), 2008b.
- JCGM. *JCGM 102:2011, Evaluation of measurement data - Supplement 1 to the "Guide to the expression of uncertainty in measurement Extension to any number of output quantities"*. Bureau International des Poids et Mesures (BIPM), 2011.
- S. Kablitz, J. Bergner, D. K. Hennecke, M. Beversdorff, und R. Schodl. Darmstadt Rotor No.2, III: Experimental Analysis of an Aft-Swept Axial Transonic Compressor Stage. *International Journal of Rotating Machinery*, 9(6):393–402, 2003.
- S. P. Kearney, S. J. Beresh, R. W. Schefer, und T. W. Grasser. Filtered Rayleigh Scattering Diagnostic for Multi-Parameter Thermal-Fluids Measurements: LDRD Final Report. Technical report, Sandia National Laboratories, 2004.
- S. P. Kearney, R. W. Schefer, S. J. Beresh, und T. W. Grasser. Temperature imaging in nonpremixed flames by joint filtered Rayleigh and Raman scattering. *Appl. Opt.*, 44(9):1548–1558, Mar 2005.
- O. Keck, W. Meier, W. Stricker, und M. Aigner. Establishment of a Confined Swirling Natural Gas/Air Flame as a Standard Flame: Temperature and Species Distributions from Laser Raman Measurements. *Combustion Science and Technology*, 174(8):117–151, 2002.
- J. Klinner, M. Voges, und C. Willert. Application of Tomographic PIV on a Passage Vortex in a Transonic Compressor Cascade. In *Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*, volume 21, pages 16–1, September 2013.
- H. Konle, A. Rausch, A. Fischer, U. Doll, C. Willert, C. O. Paschereit, und I. Röhle. Development of optical measurement techniques for thermo-acoustic diagnostics:

- Fibre-Optic Microphone, Rayleigh-Scattering, and Acoustic PIV. *International Journal of Spray and Combustion Dynamics*, 1(2):251–281, 2009.
- Takao Kuroda. *Essential Principles of Image Sensors*. Apple Academic Press Inc., 2014.
- M. Kurosaka. Acoustic streaming in swirling flow and the Ranque-Hilsch (vortex-tube) effect. *Journal of Fluid Mechanics*, 124:139–172, 11 1982.
- L. Lange, J. Heinze, M. Schroll, C. Willert, und Th. Behrendt. Combination of planar laser optical measurement techniques for the investigation of pre-mixed lean combustion. In *16th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, Juli 2012.
- E. W. Lemmon und R. T. Jacobsen. Viscosity and Thermal Conductivity Equations for Nitrogen, Oxygen, Argon, and Air. *International Journal of Thermophysics*, 25(1): 21–69, 2004.
- F. Lemoine und B. Leporcq. An efficient optical pressure measurement in compressible flows: Laser-induced iodine fluorescence. *Experiments in Fluids*, 19(3):150–158, 1995.
- R. Liew, J. C. H. Zeegers, J. G. M. Kuerten, und W. R. Michalek. Maxwell’s Demon in the Ranque-Hilsch Vortex Tube. *Phys. Rev. Lett.*, 109:054503, Aug 2012a.
- R. Liew, J. C .H. Zeegers, J. G. M. Kuerten, und W. R. Michalek. 3D Velocimetry and droplet sizing in the Ranque-Hilsch vortex tube. *Experiments in Fluids*, 54(1), 2012b.
- James Lighthill. Acoustic streaming. *Journal of sound and vibration*, 61(3):391–418, 1978.
- M. Löffler, F. Beyrau, und A. Leipertz. Acetone laser-induced fluorescence behavior for the simultaneous quantification of temperature and residual gas distribution in fired spark-ignition engines. *Appl. Opt.*, 49(1):37–49, Jan 2010.
- S. Luque, V. Kanjirakkad, I. Aslanidou, R. Lubbock, B. Rosic, und S. Uchida. A New Experimental Facility to Investigate Combustor–Turbine Interactions in Gas Turbines With Multiple Can Combustors. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 137(5):051503, 2015.
- Y. Ma, F. Fan, K. Liang, H. Li, Y. Yu, und B. Zhou. An analytical model for Rayleigh-Brillouin scattering spectra in gases. *Journal of Optics*, 14(9):095703, 2012.

- U. Meier, D. Wolff-Gaßmann, und W. Stricker. LIF imaging and 2D temperature mapping in a model combustor at elevated pressure. *Aerospace Science and Technology*, 4(6):403 – 414, 2000.
- U. Meier, J. Heinze, S. Freitag, und C. Hassa. Spray and flame structure of a generic injector at aeroengine conditions. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 134(3):1–9, März 2012a.
- U. Meier, J. Heinze, L. Lange, C. Hassa, L. Rackwitz, und T. Doerr. Characterisation of the combustion performance of low emission fuel injectors with laser measurements. *CEAS Aeronautical Journal*, 3(1):45–53, 2012b.
- U. Meier, S. Freitag, J. Heinze, L. Lange, E. Magens, M. Schroll, C. Willert, C. Hassa, I. Bagchi, W. Lazik, und M. Whiteman. Characterization of Lean Burn Module Air Blast Pilot Injector With Laser Techniques. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 135(12):121508–1, December 2013.
- U. Meier, L. Lange, J. Heinze, C. Hassa, S. Sadig, und D. Luff. Optical Methods for Studies of Self-Excited Oscillations and the Effect of Dampers in a High Pressure Single Sector Combustor. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 137(7):072505, 2015.
- A. S. Meijer, A. S. de Wijn, M. F. E. Peters, N. J. Dam, und W. van de Water. Coherent Rayleigh–Brillouin scattering measurements of bulk viscosity of polar and nonpolar gases, and kinetic theory. *The Journal of Chemical Physics*, 133(16):164315, 2010.
- J. F. Meyers und H. Komine. Doppler global velocimetry-A new way to look at velocity. In *Laser Anemometry-Advances and Applications 1991*, volume 1, pages 289–296, 1991.
- J. B. Michael, T. L. Chng, und R. B. Miles. Sustained propagation of ultra-lean methane/air flames with pulsed microwave energy deposition. *Combustion and Flame*, 160(4):796 – 807, 2013.
- A. F. Mielke. *Development of a Molecular Rayleigh Scattering Diagnostic for Simultaneous Time-Resolved Measurement of Temperature, Velocity and Density*. PhD thesis, Department of Mechanical and Aerospace Engineering, Case Western Reserve University, 2008.

- A. F. Mielke, R. G. Seasholtz, K. A. Elam, und J. Panda. Time-average measurement of velocity, density, temperature, and turbulence using molecular Rayleigh scattering. In *Proceedings of the 12th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, 2004*.
- R. B. Miles und W. R. Lempert. Two-dimensional measurement of density, velocity, and temperature in turbulent high-speed air flows by UV rayleigh scattering. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 51:1–7, 1990.
- R. B. Miles, W. R. Lempert, und J. N. Forkey. Instantaneous velocity fields and background suppression by filtered Rayleigh scattering. In *29th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, volume 1, 1991.
- R. B. Miles, J. N. Forkey, und W. R. Lempert. Filtered Rayleigh scattering measurements in supersonic/hypersonic facilities. In *AIAA, 17th Aerospace Ground Testing Conference*, July 1992.
- R. B. Miles, W. R. Lempert, J. N. Forkey, N. Finkelstein, und P. Erbland. Quantifying high speed air flows by light scattering from air molecules. In *AIAA, Fluid Dynamics Conference, 25 th, Colorado Springs*, 1994.
- R. B. Miles, W. R. Lempert, und J. N. Forkey. Laser Rayleigh scattering. *Measurement Science and Technology*, 12(5):R33, 2001a.
- R. B. Miles, A. P. Yalin, Z. T., S. H. Zaidi, und J. N. Forkey. Flow field imaging through sharp-edged atomic and molecular notch filters. *Measurement Science and Technology*, 12(4):442, 2001b.
- D. Müller, R. Pagel, A. Burkert, V. Wagner, und W. Paa. Two-dimensional temperature measurements in particle loaded technical flames by filtered Rayleigh scattering. *Appl. Opt.*, 53(9):1750–1758, Mar 2014.
- C. Morsbach, D. Schlüß, M. Franke, U. Doll, M. Beversdorff, G. Stockhausen, und C. Willert. The flow field inside a Ranque-Hilsch vortex tube part II: Turbulence modelling and Numerical simulation. In *The ninth Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP-9)*, Melbourne, Australia, July 2015.
- D. Most. *Untersuchung turbulenter Verbrennungsfelder durch simultane Anwendung gefilterter Rayleigh-Streulicht-Thermometrie (FRS) und Particle Image Velocimetry (PIV)*. PhD thesis, Universität Erlangen-Nürnberg, 2005.

- D. Most und A. Leipertz. Simultaneous Two-Dimensional Flow Velocity and Gas Temperature Measurements by use of a Combined Particle Image Velocimetry and Filtered Rayleigh Scattering Technique. *Appl. Opt.*, 40(30):5379–5387, 2001.
- R. D. Mountain. Spectral Distribution of Scattered Light in a Simple Fluid. *Reviews of Modern Physics*, 38:205–214, 1966.
- I. Namer und R. W. Schefer. Error estimates for Rayleigh scattering density and temperature measurements in premixed flames. *Experiments in Fluids*, 3:1–9, 1985.
- Q. V. Nguyen, R. W. Dibble, C. D. Carter, G. J. Fiechtner, und R. S. Barlow. Raman-LIF measurements of temperature, major species, OH, and {NO} in a methane-air bunsen flame. *Combustion and Flame*, 105(4):499 – 510, 1996.
- X. Pan, P. F. Barker, A. Meschanov, J. H. Grinstead, M. N. Shneider, und R. B. Miles. Temperature measurements by coherent Rayleigh scattering. *Opt. Lett.*, 27(3):161–163, 2002.
- X. Pan, M. N. Schneider, und R. B. Miles. Coherent Rayleigh-Brillouin scattering in polyatomic gases. In *Quantum Electronics and Laser Science, 2003. QELS. Postconference Digest*, page 2. IEEE, 2004.
- J. Panda und R. G. Seaseholtz. Velocity and Temperature Measurement in Supersonic Free Jets Using Spectrally Resolved Rayleigh Scattering. Technical report, NASA, 2004.
- R. A. Patton und J. A. Sutton. Seed laser power effects on the spectral purity of Q-switched Nd:YAG lasers and the implications for filtered rayleigh scattering measurements. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 111(3):457–468, 2013.
- Frank L. Pedrotti. *Optik für Ingenieure : Grundlagen ; mit 28 Tabellen*. Springer, Berlin; Heidelberg; New York, 2002.
- D. Penninckx und N. Beck. Definition, meaning, and measurement of the polarization extinction ratio of fiber-based devices. *Applied Optics*, 44(36):7773–7779, 2005.
- S. Pfadler, M. Löffler, F. Dinkelacker, und A. Leipertz. Measurement of the conditioned turbulence and temperature field of a premixed Bunsen burner by planar laser Rayleigh scattering and stereo particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, 39(2): 375–384, 2005.

- R. W. Pitz, R. Cattolica, F. Robben, und L. Talbot. Temperature and density in a hydrogen—air flame from Rayleigh scattering. *Combustion and Flame*, 27:313 – 320, 1976.
- G. J. Prangma, A. H. Alberga, und J. J. M. Beenakker. Ultrasonic determination of the volume viscosity of N₂, CO, CH₄ and CD₄ between 77 and 300 K. *Physica*, 64 (2):278 – 288, 1973.
- M. Raffel, C. Willert, J. Kompenhans, et al. *Particle image velocimetry: a practical guide*. Springer, 2013.
- N. Rajaratnam. *Turbulent jets*. Elsevier, 1976.
- G. J. Ranque. Expériences sur la Détente Giratoire avec Productions Simultanées d’un Echappement d’air Chaud et d’un Echappement d’air Froid. *Journal de Physique et Le Radium*, 4(7):112–114, 1933.
- F. Raynaud, R. Eggels, M. Stauffer, A. Sadiki, und J. Janicka. Towards Unsteady Simulation of Combustor-Turbine Interaction Using an Integrated Approach. In *ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition*, pages V02BT39A004–V02BT39A004. American Society of Mechanical Engineers, 2015.
- M. Reeder, R. Huffman, R. Branam, K. Lebay, und S. Meents. Near-field development of gas-phase horizontal laminar jets with positive and negative buoyancy measured with filtered Rayleigh scattering. *Experiments in Fluids*, 50:1–18, 2010.
- I. Röhle. Three-dimensional Doppler Global Velocimetry in the flow of a fuel spray nozzle and in the wake region of a car. *Flow Measurement and Instrumentation*, 7 (3–4):287–294, 1996. *Optical Methods in Flow Measurement*.
- I. Röhle. *Laser-Doppler-Velocimetry auf der Basis frequenzselektiver Absorption: Aufbau und Einsatz eines Doppler Global Velocimeters*. PhD thesis, Institut für Antriebstechnik des DLR, Köln, 1999.
- I. Röhle und C. Willert. Extension of Doppler global velocimetry to periodic flows. *Measurement Science and Technology*, 12(4):420, 2001.
- W. B. Roh, P. W. Schreiber, und J. P. E. Taran. Single-pulse coherent anti-Stokes Raman scattering. *Applied Physics Letters*, 29(3):174–176, 1976.

- D. A. Rothamer und R. K. Hanson. Temperature and pressure imaging using infrared planar laser-induced fluorescence. *Appl. Opt.*, 49(33):6436–6447, Nov 2010.
- R. Schodl. A laser-two-focus (L2F) velocimeter for automatic flow vector measurements in the rotating components of turbomachines. *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, 102(4):412–419, 1980.
- R. Schodl, G. Stockhausen, C. Willert, und J. Klinner. Komplementär-Streifen-Verfahren für die Doppler Global Velocimetry (DGV). In *14. GALA Fachtagung Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*, 2006.
- A. Secchiaroli, R. Ricci, S. Montelpare, und V. D’Alessandro. Numerical simulation of turbulent flow in a Ranque-Hilsch vortex tube. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52(23-24):5496–5511, 2009.
- C. She. Spectral Structure of Laser Light Scattering Revisited: Bandwidths of Nonresonant Scattering Lidars. *Appl. Opt.*, 40(27):4875–4884, 2001.
- H. Shimizu, S. A. Lee, und C. She. High spectral resolution lidar system with atomic blocking filters for measuring atmospheric parameters. *Appl. Opt.*, 22(9):1373–1381, May 1983.
- H. Shimizu, K. Noguchi, und C. She. Atmospheric temperature measurement by a high spectral resolution lidar. *Appl. Opt.*, 25(9):1460–1466, May 1986.
- G. J. Skoch, P. S. Prahst, M. P. Wernet, J. R. Wood, und A. J. Strazisar. Laser anemometer measurements of the flow field in a 4: 1 pressure ratio centrifugal impeller. In *ASME 1997 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition*, pages V001T03A049–V001T03A049. American Society of Mechanical Engineers, 1997.
- J. Smith. Coherent+Spontaneous Rayleigh-Brillouin Scattering Spectra, October 2010. URL <http://www.mathworks.de/matlabcentral/fileexchange/29108-coherent+spontaneous-rayleigh-brillouin-scattering-spectra>.
- E. S. Stockman, S. H. Zaidi, R. B. Miles, C. D. Carter, und M. D. Ryan. Measurements of combustion properties in a microwave enhanced flame. *Combustion and Flame*, 156(7):1453 – 1461, 2009.
- R. H. Stolen und E. P. Ippen. Raman gain in glass optical waveguides. *Applied Physics Letters*, 22(6):276–278, 1973.

- U. Stopper, M. Aigner, W. Meier, R. Sadanandan, M. Stöhr, und I. S. Kim. Flow field and combustion characterization of premixed gas turbine flames by planar laser techniques. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 131(2):021504, 2009.
- U. Stopper, M. Aigner, H. Ax, W. Meier, R. Sadanandan, M. Stöhr, und A. Bonaldo. PIV, 2D-LIF and 1D-Raman measurements of flow field, composition and temperature in premixed gas turbine flames. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 34(3):396 – 403, 2010. Sixth Mediterranean Combustion Symposium.
- G. Sutton, A. Levick, G. Edwards, und D. Greenhalgh. A combustion temperature and species standard for the calibration of laser diagnostic techniques. *Combustion and Flame*, 147(1-2):39–48, 2006.
- J. A. Sutton und R. A. Patton. Improvements in filtered Rayleigh scattering measurements using Fabry-Perot etalons for spectral filtering of pulsed, 532-nm Nd:YAG output. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, pages 1–18, 2013.
- G. Tenti, CD Boley, und R.C. Desai. On the Kinetic Model Description of Rayleigh-Brillouin Scattering from Molecular Gases. *Canadian Journal of Physics*, 52(4):285–290, 1974.
- M. C. Thurber und R. K. Hanson. Simultaneous imaging of temperature and mole fraction using acetone planar laser-induced fluorescence. *Experiments in Fluids*, 30(1):93–101, 2001.
- M. C. Thurber, F. Grisch, und R. K. Hanson. Temperature imaging with single- and dual-wavelength acetone planar laser-induced fluorescence. *Opt. Lett.*, 22(4):251–253, Feb 1997.
- W. M. Tolles, J. W. Nibler, J. R. McDonald, und A. B. Harvey. A review of the theory and application of coherent anti-Stokes Raman spectroscopy (CARS). *Applied Spectroscopy*, 31(4):253–271, 1977.
- C. Tropea. Laser doppler anemometry: recent developments and future challenges. *Measurement Science and Technology*, 6(6):605–619, 1995.
- J. A. Udovich, N. D. Kirkpatrick, A. Kano, A. Tanbakuchi, U. Utzinger, und A. F. Gmitro. Spectral background and transmission characteristics of fiber optic imaging bundles. *Appl. Opt.*, 47(25):4560–4568, Sep 2008.

- VDI. *VDI Heat Atlas*. Springer reference. Springer Berlin Heidelberg, 2010.
- K. A. Vereschagin, V. V. Smirnov, O. M. Stel'makh, V. I. Fabelinsky, W. Clauss, and M. Oswald. Single-shot CARS thermometry of high-pressure hydrocarbon flames using simultaneous intensity and linewidth measurements. *Journal of Raman Spectroscopy*, 41(8):902–906, 2010.
- W. T. Vetterling, B. P. Flannery, W. H. Press, and S. A. Teukolski. *Numerical Recipes in Fortran-The art of scientific computing*. Cambridge University Press, 1992.
- M. O. Vieitez, E. J. van Duijn, W. Ubachs, B. Witschas, A. Meijer, A. S. de Wijn, N. J. Dam, and W. van de Water. Coherent and spontaneous Rayleigh-Brillouin scattering in atomic and molecular gases and gas mixtures. *Phys. Rev. A*, 82:043836, Oct 2010.
- M. Voges, C. Willert, R. Mönig, M. Müller, and H. Schiffer. The challenge of stereo PIV measurements in the tip gap of a transonic compressor rotor with casing treatment. *Experiments in Fluids*, 52(3):581–590, 2012.
- R. von der Bank, S. Donnerhack, A. Rae, M. Cazalens, A. Lundblad, and M. Dietz. LEMCOTEC: Improving the Core-Engine Thermal Efficiency. In *ASME Turbo Expo 2014: Turbine Technical Conference and Exposition*, pages V01AT01A001–V01AT01A001. American Society of Mechanical Engineers, 2014.
- M. P. Wernet. Development of digital particle imaging velocimetry for use in turbomachinery. *Experiments in Fluids*, 28(2):97–115, 2000.
- Frank M White. *Viscous Fluid Flow*. Tata McGraw-Hill Education, 1974.
- C. Willert und M. Gharib. Digital particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, 10(4):181–193, 1991.
- C. Willert, C. Hassa, G. Stockhausen, M. Jarius, M. Voges, und J. Klinner. Combined PIV and DGV applied to a pressurized gas turbine combustion facility. *Measurement Science and Technology*, 17(7):1670, 2006.
- C. Willert, G. Stockhausen, J. Klinner, C. Lempereur, P. Barricau, P. Loiret, und J. C. Raynal. Performance and accuracy investigations of two Doppler global velocimetry systems applied in parallel. *Measurement Science and Technology*, 18(8):2504, 2007.

- C. Willert, G. Stockhausen, M. Voges, J. Klinner, R. Schodl, C. Hassa, B. Schürmans, und F. Güthe. Selected applications of planar imaging velocimetry in combustion test facilities. In *Particle Image Velocimetry*, pages 283–309. Springer, 2008.
- B. Witschas. Analytical model for Rayleigh-Brillouin line shapes in air. *Appl. Opt.*, 50(3):267–270, Jan 2011.
- B. Witschas, M. O. Vieitez, E. J. van Duijn, O. Reitebuch, W. van de Water, und W. Ubachs. Spontaneous Rayleigh–Brillouin scattering of ultraviolet light in nitrogen, dry air, and moist air. *Applied optics*, 49(22):4217–4227, 2010.
- Y. Xue, M. Arjomandi, und R. Kelso. A critical review of temperature separation in a vortex tube. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 34(8):1367–1374, 2010.
- Y. Xue, M. Arjomandi, und R. Kelso. The working principle of a vortex tube. *International Journal of Refrigeration*, 36(6):1730 – 1740, 2013.
- Y. Xue, M. Arjomandi, und R. Kelso. Energy analysis within a vortex tube. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 52(0):139 – 145, 2014.
- A.P. Yalin und R.B. Miles. Temperature measurements by ultraviolet filtered Rayleigh scattering using a mercury filter. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 14(2):210–215, 2000.
- A. T. Young. Rayleigh scattering. *Appl. Opt.*, 20(4):533–535, 1981.
- A. T. Young und G. W. Kattawar. Rayleigh-scattering line profiles. *Appl. Opt.*, 22(23):3668–3670, 1983.
- J. Zetterberg. *Development of Laser-Spectroscopic Techniques for New Detection Schemes in Combustion Diagnostics*. PhD thesis, Lund University, 2008.
- J. Zetterberg, Z. Li, M. Afzelius, und M. Aldén. Two-Dimensional Temperature Measurements in Flames Using Filtered Rayleigh Scattering at 254 nm. *Appl. Spectrosc.*, 62(7):778–783, Jul 2008.
- Q. Zheng. Model for polarized and depolarized Rayleigh Brillouin scattering spectra in molecular gases. *Opt. Express*, 15(21):14257–14265, 2007.

Publikationen

Zeitschriftenbeiträge

U. Doll, E. Burow, G. Stockhausen, und C. Willert. Methods to improve pressure, temperature and velocity accuracies of filtered Rayleigh scattering measurements in gaseous flows. *Measurement Science and Technology*, 27(12):125204, 2016.

U. Doll, G. Stockhausen, J. Heinze, U. Meier, C. Hassa, und I. Bagchi. Temperature Measurements at the Outlet of a Lean Burn Single-Sector Combustor by Laser Optical Methods. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 139(2):021507–021507, 2016.

M. Schroll, U. Doll, Stockhausen G., U. Meier, C. Willert, C. Hassa, und I. Bagchi. Flow Field Characterization at the Outlet of a Lean Burn Single-Sector Combustor by Laser-Optical Methods. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 139(1): 011503–011503, 2016.

U. Doll, E. Burow, G. Stockhausen, C. Willert, und J. Czarske. Simultane Bestimmung von Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldern in Gasströmungen. *tm - Technisches Messen*, 82(11):556–561, 2015.

U. Doll, G. Stockhausen, und C. Willert. Endoscopic filtered Rayleigh scattering for the analysis of ducted gas flows. *Experiments in Fluids*, 55(3):1–13, 2014.

H. Konle, A. Rausch, A. Fischer, U. Doll, C. Willert, C. O. Paschereit, und I. Röhle. Development of optical measurement techniques for thermo-acoustic diagnostics: Fibre-Optic Microphone, Rayleigh-Scattering, and Acoustic PIV. *International Journal of Spray and Combustion Dynamics*, 1(2):251–281, 2009.

U. Kertzscher, L. Goubergrits, U. Doll, G. Gabel, und K. Affeld. Enhanced Oxygen Transport In Fish Gills – Flow Measurements In A Model. *International Journal of*

Design & Nature and Ecodynamics, 3(3):227–235, 2008.

U. Kertzscher, L. Goubergrits, K. Affeld, und U. Doll. Assessment of flow velocity and hematocrit distribution in a model of a fish gill. *Journal of Biomechanics*, 39, Supplement 1:S624, 2006.

Konferenzbeiträge

E. Burow, U. Doll, J. Klinner, G. Stockhausen, und C. Willert. Development of laser-optical measurement techniques on the vortex tube: Taking PIV to its limits. In *18th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, July 2016.

U. Doll, G. Stockhausen, J. Heinze, U. Meier, C. Hassa, und I. Bagchi. Temperature measurements at the outlet of a lean burn single sector combustor by laser-optical methods. In *ASME Turbo Expo 2016: Turbine Technical Conference and Exposition*. American Society of Mechanical Engineers, Seoul, South Korea, June 2016.

M. Schroll, U. Doll, G. Stockhausen, U. Meier, C. Willert, C. Hassa, und I. Bagchi. Flow field characterization at the outlet of a lean burn single sector combustor by laser-optical methods. In *ASME Turbo Expo 2016: Turbine Technical Conference and Exposition*. American Society of Mechanical Engineers, Seoul, South Korea, June 2016.

U. Doll, E. Burow, M. Beversdorff, G. Stockhausen, und C. Willert. Charakterisierung des Strömungsfelds eines Ranque-Hilsch-Wirbelrohrs mittels gefilterter Rayleigh Streuung. In J. Czarske, L. Büttner, A. Fischer, B. Ruck, A. Leder, und D. Dopheide, editors, *23. Fachtagung über Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*, volume 23 of *Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*, pages 12–1, Dresden, Germany, September 2015.

U. Doll, G. Stockhausen, C. Willert, und J. Czarske. Analytische Modellierung der spektralen Verteilung der Rayleigh-Streuung zur Verringerung der Messunsicherheit bei der Bestimmung von Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit. In Thomas Fröhlich und Eberhard Manske, editors, *XXIX. Messtechnisches Symposium*, pages 139–148. De Gruyter Oldenbourg, Ilmenau, Germany, September 2015.

U. Doll, M. Beversdorff, G. Stockhausen, C. Willert, C. Morsbach, D. Schlüß, und

M. Franke. The flow field inside a Ranque-Hilsch vortex tube part I: Experimental analysis using planar filtered Rayleigh scattering. In *The ninth Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP-9)*, Melbourne, Australia, July 2015.

C. Morsbach, D. Schlöß, M. Franke, U. Doll, M. Beversdorff, G. Stockhausen, und C. Willert. The flow field inside a Ranque-Hilsch vortex tube part II: Turbulence modelling and Numerical simulation. In *The ninth Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP-9)*, Melbourne, Australia, July 2015.

U. Doll, M. Beversdorff, G. Stockhausen, C. Willert, D. Schlöß, und C. Morsbach. Characterization of the flow field inside a Ranque-Hilsch vortex tube using filtered Rayleigh scattering, Laser-2-Focus velocimetry and numerical methods. In *17th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, July 2014.

G. Stockhausen, A. Enns, U. Doll, M. Beversdorff, und C. Willert. Development of an optical multi-purpose sensor using filtered scattered light. In *17th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, July 2014.

U. Doll, G. Stockhausen, und C. Willert. Frequenzscannende gefilterte Rayleigh-Streuung für Temperaturfeldmessung und Strömungscharakterisierung. In C. J. Kähler, R. Hain, C. Cierpka, B. Ruck, A. Leder, und D. Dopheide, editors, *21. Fachtagung über Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*, volume 21 of *Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*, pages 9–1, Munich, Germany, September 2013.

U. Doll, M. Fischer, G. Stockhausen, und C. Willert. Frequency scanning filtered Rayleigh scattering in combustion experiments. In *16th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, July 2012.

G. Stockhausen, U. Doll, T. Strehlau, und C. Willert. Combined filtered Rayleigh and Mie scattering for simultaneous planar temperature and velocity measurements. In *15th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, July 2010.

Patente

G. Stockhausen und U. Doll. Verfahren zur planaren Bestimmung von Zustandsgrößen einer Fluidströmung sowie Messvorrichtung, July 25 2013. DE Patent 102,012,214,897.

Lebenslauf

PERSÖNLICHE ANGABEN

Name:	Ulrich Doll
Geburtsdatum:	13.07.1980
Geburtsort:	Fulda
Staatsangehörigkeit:	deutsch
Familienstand:	Ledig, 2 Töchter

SCHULE

1986 – 1990	Grundschule in Michelsrombach
1990 – 1999	Wigbertgymnasium Hünfeld mit dem Abschluss der Allgemeinen Hochschulreife

STUDIUM

2000 – 2003	Studium des Maschinenbaus an der TU-Berlin, Vordiplom im Februar 2003
2003 – 2008	Wechsel zum Studiengang Physikalische Ingenieurwissenschaft im Sommersemester 2004, Hauptstudium
Juni 07 – März 08	Studienarbeit zum Thema „Frequenzstabilisierung eines Argon-Ionen-Lasers“ am Institut für Antriebstechnik, Abteilung Triebwerksakustik, des DLR in Berlin
Aug. 08 – Nov. 08	Diplomarbeit zum Thema „Messung von Dichteschwankungen bei oszillierender Verbrennung mittels laserinduzierter Rayleigh-Streuung“ am Institut für Antriebstechnik, Abteilung Triebwerksakustik, des DLR in Berlin
Nov. 08	Abschluss: Diplom (Dipl.-Ing.)

BERUFLICHER WERDEGANG

Okt. 04 – Juli 05	Studentischer Mitarbeiter am Labor für Biofluidmechanik der Charité in Berlin
Nov. 06 – März 07	Studentischer Mitarbeiter am Institut für Konstruktionstechnik und Entwicklungsmethodik der TU-Berlin
Feb. 08 – Dez. 08	Studentischer Mitarbeiter am Institut für Antriebstechnik, Abteilung Triebwerksakustik, des DLR in Berlin
Feb. 09 – laufend	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Antriebstechnik, Abteilung Triebwerksmesstechnik, des DLR in Köln

AUSZEICHNUNGEN

Jan. 2009	„Dietrich Bechert Buchpreis“ für ausgezeichnete Diplomarbeiten
Dez. 2014	„EU FP7 LEMCOTEC Award of Excellence“ for First Application of Filtered Rayleigh Scattering to Lean Combustion

EHRENAMT

Jan. 14 – laufend	Hauptschöffe am Amtsgericht Köln
-------------------	----------------------------------